

# **Rekombination und Relaxation in nulldimensionalen Strukturen**

von  
Dipl.-Phys. Harald Born  
aus Berlin  
vorgelegte

Von der Fakultät II - Mathematik und Naturwissenschaften  
der Technischen Universität Berlin  
zur Verleihung des akademischen Grades  
Doktor der Naturwissenschaft  
- Dr. rer. nat. -  
genehmigte Dissertation

Promotionsausschuß:

Vorsitzender:	Prof. Dr. E. Sedlmayr
Berichter:	Prof. Dr. D. Bimberg
Berichter:	Prof. Dr. I. Broser
Berichter:	Priv.-Doz. Dr. A. Hoffmann

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 11. August 2003

## **Abstract**

Harald Born

### **Rekombination und Relaxation in nulldimensionalen Strukturen**

Die elektronische Zustandsdichte von Quantenpunkten (QP) ist diskret. Auf dieser Grundlage ist die Entwicklung neuartiger optoelektronischer Bauelemente möglich.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden Photolumineszenzmessungen an In(Ga)As/GaAs QP vorgestellt, die in weiten Teilen unter Verwendung von Berechnungen im Rahmen der  $k \cdot p$  Theorie erklärt werden. Die Gültigkeit des Modells der starken Lokalisierung für die Beschreibung von Exzitonen in In(Ga)As/GaAs QP und der dominierende Einfluß der Strukturen auf die Ausdehnung und Symmetrie der Wellenfunktionen wird in Messungen mit angelegtem äußeren Magnetfeld gezeigt.

Schwerpunkt der Untersuchungen bilden zeitaufgelöste Photolumineszenzmessungen, die einen detaillierten Einblick in die dominierenden Prozesse bei Relaxation und Rekombination von Exzitonen liefern.

Die Untersuchung systematisch variierender Strukturen zeigt die Korrelation zwischen der Lebensdauer des Exzitons im Grundzustand und der Form der QP, die den Überlapp der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Ladungsträger bestimmt. Die Modifikation der Lebensdauer durch Diffusion wird vorgestellt.

Die Relaxation des Exzitons als ein Quasiteilchen innerhalb eines QP wird gezeigt. Eine schwache Kopplung zwischen Exzitonen und Phononen wird zur Beschreibung der Relaxation vorgestellt. In Abhängigkeit von der Form der QP wird bei tiefen Temperaturen eine Relaxationszeit von  $\sim 150 - 7000$  ps festgestellt, die sich in relaxations- beziehungsweise rekombinationslimitierten Strukturen niederschlägt. Für flache QP wird erstmalig von der unterdrückten Relaxation von Exzitonen in QP berichtet. Gleichzeitig wird der untergeordnete Einfluß der Größe der QP und des kontrovers diskutierten Confinements von Photonen für die Energierelaxation in QP belegt.

Der Ladungsträgereinfang in QP wird diskutiert, die Umgehung des „Phononbottlenecks“ für Exzitonen in diesem Fall gezeigt und erklärt.

Weiterführende Untersuchungen zu kohärenten Phänomenen werden vorgestellt und Vorschläge zum Verständnis der beobachteten Phänomene unterbreitet.

für Robert Heitz

Teile der vorliegenden Arbeit wurden bereits veröffentlicht in:

- R. Heitz, I. Mukhametzhanov, H. Born, M. Grundmann, A. Hoffmann, A. Madhukar, D. Bimberg, *Hot carrier relaxation in InAs/GaAs quantum dots*, Physica B **272**, 8 (1999)
- H. Born, A. R. Goñi, R. Heitz, A. Hoffmann, C. Thomsen, F. Heinrichsdorff, D. Bimberg, *Magnetoluminescence of Annealed Self-organized InGaAs/GaAs Quantum Dots*, physica status solidi b **215**, 313 (1999)
- A. R. Goñi, H. Born, R. Heitz, A. Hoffmann, C. Thomsen, F. Heinrichsdorff, D. Bimberg, *Magnetoluminescence Study of Annealing Effects on the Electronic Structure of Self-organized InGaAs/GaAs QuantumDots*, Japanese Journal of Applied Physics part1 **39**, 3907 (2000)
- R. Heitz, H. Born, A. Hoffmann, D. Bimberg, I. Mukhametzhanov, A. Madhukar, *Resonant Raman scattering in self-organized InAs/GaAs quantum dots*, Applied Physics Letters **77**, 3746 (2000)
- R. Heitz, H. Born, T. Lüttgert, A. Hoffmann, D. Bimberg, *Resonantly Excited Time-Resolved Photoluminescence Study of Self-Organized InGaAs/GaAs Quantum Dots*, physica status solidi b **221**, 65 (2000)
- R. Heitz, H. Born, A. Hoffmann, F. Guffarth, D. Bimberg, *Shape-Dependent Phonon Bottleneck in InGaAs/GaAs Quantum Dots*, Proceedings of the 25th International Conference on the Physics of Semiconductors, Osaka 2000,
- I.L. Krestnikov, N.N. Ledentsov, H. Born, T. Lüttgert, R. Heitz, A. Hoffmann, D. Bimberg, A.F. Tsatsul'nikov, B.V. Volovik, M.V. Maximov, Yu.G. Musikhin, A.R. Kovsh, N.A. Maleev, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov, *Time-Resolved Studies of Large InGaAs/GaAs Quantum Dots*, Proceedings of the 25th International Conference on the Physics of Semiconductors, Osaka 2000,
- H. Born, R. Heitz, A. Hoffmann, F. Guffarth, D. Bimberg, *Suppressed Relaxation in InGaAs/GaAs Quantum Dots*, physica status solidi b **224**, 487 (2001)



- A. Kaschner, T. Lüttger, H. Born, A. Hoffmann, A. Yu. Egorov, H. Riechert, *Recombination mechanisms in GaInNAs/GaAs multiple quantum wells*, Applied Physics Letters **78**, 1391 (2001)
- N. A. Sobolev, A. Cavaco, M. C. Carmo, H. Born, M. Grundmann, F. Heinrichsdorff, R. Heitz, A. Hoffmann, D. Bimberg, *Influence of electron irradiation on carrier recombination and intradot relaxation in InGaAs/GaAs quantum dot structures*, Proceedings of the Conference on Physics, Chemistry and Applications of Nanostructures, Minsk 2001, Herausgeber V. E. Borisenko, S. V. Gaponenko, V. S. Gurin, World Scientific, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong (2001), 146 ff.
- H. Born, L. Müller-Kirsch, R. Heitz, A. Hoffmann, D. Bimberg, *Radiative Recombination in Type II GaSb/GaAs Quantum Dots*, physica status solidi b **228**, 4 (2001)
- R. Heitz, H. Born, F. Guffarth, O. Stier, A. Schliwa, A. Hoffmann, D. Bimberg, *Existence of a phonon bottleneck for excitons in quantum dots*, Physical Review B **64**, 241305 (2001)
- M. Straßburg, M. Dworzak, H. Born, R. Heitz, A. Hoffmann, M. Bartels, K. Lischka, D. Schikora, J. Christen, *Lateral redistribution of excitons in CdSe/ZnSe quantum dots*, Applied Physics Letters **80**, 473 (2002)
- H. Born, R. Heitz, A. Hoffmann, D. Bimberg, *Tuned exciton kinetics in self-organized InGaAs/GaAs quantum dots*, Physica E **13**, 233 (2002)

## Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung .....	1
1.1	Beschreibung des Themengebietes .....	2
1.2	Stand der Forschung .....	3
2	Aufgabenstellung und Aufbau der Arbeit .....	5
2.1	Aufgabenstellung.....	7
2.2	Aufbau der Arbeit.....	9
3	Grundlagen .....	11
3.1	Die Beschreibung des Volumenhalbleiters .....	12
3.1.1	Die Ein-Elektronen-Näherung und das Bändermodell.....	13
3.1.2	Gitterschwingungen.....	14
3.1.3	Die Kopplung von Elektronen und Gitter .....	15
3.2	Niederdimensionale Strukturen .....	17
3.2.1	Einfluß der Dimension auf die elektronische Zustandsdichte.....	18
3.2.2	Die empirische Pseudopotentialtheorie .....	19
3.2.3	Die $k \cdot p$ Theorie.....	22
3.2.4	Zusammenfassung .....	25
3.3	Das Exziton .....	26
3.3.1	Freie Exzitonen.....	26
3.3.2	Lokalisierte Exzitonen.....	29
3.3.3	Die Wechselwirkung von Photonen und Exzitonen - das exzitonische Polariton	31
3.4	Relaxation und Rekombination elektronischer Anregungen.....	33
3.4.1	Die Phasenrelaxation .....	33
3.4.2	Die Energierelaxation.....	34
4	Experimenteller Aufbau .....	35
4.1	Anregungsquellen und Lasersysteme .....	35
4.1.1	Lampe mit Monochromator.....	35
4.1.2	Kontinuierlicher Argonionenlaser .....	36
4.1.3	Gepulste Anregungsquellen .....	37
4.1.3.1	Das Farbstofflasersystem .....	37
4.1.3.2	Ti:Saphir Laser und Optisch Parametrische Oszillatoren .....	39
4.2	Photolumineszenzaufbauten .....	40
4.2.1	Zeitintegrierte Photolumineszenz.....	40
4.2.2	Magnetolumineszenz.....	41

4.2.3	Zeitaufgelöste Photolumineszenz .....	42
4.2.3.1	Einzelphotonenzählen .....	42
4.2.3.2	Pump und Probe Technik .....	43
4.3	Untersuchungsbedingungen .....	45
4.4	Auswertung der Meßergebnisse .....	45
5	Wachstum und Proben.....	47
5.1	Wachstumsmechanismen .....	47
5.1.1	Das Stranski-Krastanow Wachstum.....	48
5.1.2	Epitaxie.....	49
5.2	Proben.....	49
6	Ergebnisse .....	52
6.1	Elektronische Eigenschaften von In(Ga)As/GaAs Quantenpunkten.....	53
6.1.1	Übergangsenergien von Exzitonen in Quantenpunkten .....	53
6.1.2	Ausdehnung der Exzitonen .....	57
6.1.2.1	Das Exziton im Grundzustand.....	60
6.1.2.2	Zunehmender Exzitonendurchmesser für angeregte Übergänge.....	61
6.1.2.3	Zusammenfassung .....	62
6.1.3	Symmetrie der einhüllenden Wellenfunktionen.....	63
6.1.4	Defekte und Dynamik .....	65
6.1.5	Zusammenfassung .....	69
6.2	Rekombination in Quantenpunkten.....	70
6.2.1	Dynamik und Größe .....	71
6.2.1.1	Theoretische Vorhersagen.....	71
6.2.1.2	Ausschluß des Photonconfinement .....	72
6.2.1.3	Zusammenfassung .....	74
6.2.2	Überlapp der Wellenfunktionen und Lebensdauer.....	75
6.2.2.1	Quantenpunktform und Rekombinationszeit.....	75
6.2.2.2	Veränderbarer Überlapp durch Diffusion.....	77
6.2.2.3	Lebensdauer und Überlapp in Typ II Strukturen.....	79
6.2.2.4	Zusammenfassung .....	81
6.2.3	Zusammenfassung .....	83
6.3	Relaxation in Quantenpunkten .....	84
6.3.1	Das relaxierende Quasiteilchen .....	86
6.3.2	Die Streuprozesse .....	91

6.3.2.1 Die Elektron-Phonon-Kopplung.....	91
6.3.2.2 Die Streuprozesse von Exzitonen in Quantenpunkten .....	94
6.3.3 Der Einfluß der Struktur auf die Exziton-Phonon-Kopplung .....	100
6.3.4 Zusammenfassung .....	103
6.4 Einfangprozesse.....	104
6.5 Kohärente Effekte in Quantenpunkten .....	107
7 Zusammenfassung .....	112
8 Literatur .....	115

## 1 Einleitung

Die moderne Industriegesellschaft zeichnet sich durch einen ständig wachsenden Bedarf an Kommunikationsmöglichkeiten, Informationsverarbeitung und Datenübertragung aus. Die vorhandenen Bedürfnisse werden, wie zum Beispiel bei Computern, Netzwerken und Mobiltelefonen, durch Geräte gedeckt, die auf Halbleiterprodukten basieren.

Im Bereich der Datenübertragung wird eine ständig steigende Übertragungsdichte und Übertragungsgeschwindigkeit gefordert. Dies resultiert auf diesem Gebiet in einem kontinuierlichen Übergang von elektrischen zu optischen Technologien. Die Datenverarbeitung erfolgt überwiegend elektronisch. Dadurch ist ein großes Interesse kommerzieller Anwender an optoelektronischen Bauelementen gegeben, das die Grundlagenforschung in diesem Bereich vorantreibt.

Basis der heutigen Technologie ist das Potential von Halbleitern, die auf kleinstem Raum durch gezielte Dotierung stark in ihren Eigenschaften verändert werden können. Bereits 1947 konnte der erste Transistor entwickelt werden. Anordnungen von miniaturisierten Transistoren bestimmen heute die digitale Informationsverarbeitung (zum Beispiel in einem Prozessor eines Computers). Weitere Entwicklungen in der Halbleiterphysik konzentrierten sich auf optoelektronische Bauelemente. Die Anwendung einer auf GaAs basierenden Leuchtdiode wurde schon 1968 beschrieben [Wei68].

Das aus der Dotierung von Elementhalbleitern resultierende Potential wird heute im Rahmen moderner Technologien weitgehend ausgeschöpft. Die Erforschung der grundlegenden Eigenschaften von Halbleitern nimmt daher im Bereich der Festkörperphysik eine herausragende Stellung ein. Wesentliche Aufgabe ist dabei die Entwicklung neuer Konzepte. Ein in vielen Bereichen bereits realisierter Ansatz ist hierbei der Einsatz von aus Halbleitern hergestellten Heterostrukturen. Dabei werden verschiedene Halbleiter miteinander in Kontakt gebracht und erlauben eine weitergehende Beeinflussung der Gesamtstruktur, als dies durch Dotierung allein möglich ist.

In den letzten Jahren konzentrierte sich die Aufmerksamkeit zunehmend auf niederdimensionale Halbleiter. Je nach Anzahl der Raumrichtungen, in denen eine Beschreibung des Halbleiters im Sinne eines unendlich ausgedehnten Festkörpers noch möglich ist, unterscheidet man zweidimensionale Quantenfilme (QFm), eindimensionale Quantenfäden (QFd) und nulldimensionale Quantenpunkte (QP). Die Einschränkung der Dimension in einer oder mehreren Raumrichtungen führt zu Lokalisierungseffekten, die die elektronische Struktur maßgeblich beeinflussen.

## 1.1 Beschreibung des Themengebietes

Die Erforschung von niederdimensionalen Strukturen auf Halbleiterbasis beschäftigt sich in vielen Bereichen mit grundlegend neuen physikalischen und technologischen Aufgabenstellungen [Bim99]. Die hier gefundenen Lösungen werden die moderne Optoelektronik nachhaltig prägen [Ara82], [Led95]. Quantenpunkte (QP) stellen in der Entwicklung niederdimensionaler Strukturen hinsichtlich der Lokalisierung von Ladungsträgern das Optimum dar. So werden Halbleiterquantenpunkte durch deltaförmige elektronische Zustände charakterisiert.

Die Herstellung von QP konzentrierte sich zunächst auf lithographisch strukturierte Systeme [Bay95] und Implantationsverfahren [Bud97]. Als sich zeigte, daß auch in industriell etablierten epitaktischen Wachstumsverfahren durch die Wahl spezieller Randbedingungen QP erzeugt werden können, führte die absehbare kommerzielle Anwendung zu einer weiteren Stimulation der Grundlagenforschung. Besonderes Interesse wird daher selbstorganisierten QP-Systemen, die mittels Stranski-Krastanow Wachstum hergestellt werden können, entgegengebracht [Bim99].

Die primäre Anwendung dieser QP wird in emittierenden und speichernden Bauelementen erwartet. Im Bereich der Bandlücke eines Halbleiters ist die Emission (Absorption) eines Photons mit der Vernichtung (Erzeugung) eines Elektrons und eines Lochs korreliert. Der Zustand eines QP, in dem sich ein Elektron im Leitungsband und ein Loch im Valenzband befindet ist daher von besonderem Interesse. Die Eigenschaften dieses Zustandes beeinflussen maßgeblich die Grenzen der technischen Anwendungen.

Aus der Untersuchung von Volumenhalbleitern ist bekannt, daß die Elektron-Phonon-Kopplung entscheidende Prozesse wie die Relaxation und die Rekombination von Ladungsträgern wesentlich beeinflußt. Die Bedeutung der Elektron-Phonon-Kopplung ist jedoch in QP bisher noch weitgehend unverstanden.

Die im Folgenden vorgestellten Untersuchungen sollen einen Einblick in die Elektron-Phonon-Kopplung und kohärente Phänomene in QP geben. Das gewonnene Verständnis soll im Idealfall zu einer gezielten Beeinflussung der Elektron-Phonon-Kopplung durch die Wahl spezieller Wachstumsbedingungen und/oder Nachbehandlungen führen.

## 1.2 Stand der Forschung

Die Photolumineszenz (PL) von QP ist Gegenstand vielfältiger Untersuchungen [Led95]. Die PL und Photoabsorption von QP-Ensembles unter hydrostatischem Druck [Ulr95], [Its99] wurden zur Identifikation der Bandstruktur in QP verwendet. Durch die Verschiebung und Aufspaltung der Übergänge von parabolischen QP konnte der Nachweis der durch die Lokalisierung bedingten Symmetrie der Zustände in QP erbracht werden [Rin96]. Mittels Kathodolumineszenz [Gru95] konnte bereits gezeigt werden, daß die spektral breite Emission der Proben aus einer Vielzahl scharfer Linien besteht, die ihrerseits einzelnen QP zugeordnet werden konnten [Tue00].

Neben Messungen zur Klärung der elektronischen Struktur wurden seit der Verfügbarkeit von selbstorganisierten QP zahlreiche Messungen zur Dynamik von Exzitonen vorgestellt [Adl96], [Buc99] und andere (siehe auch Kapitel 6.2). Dabei wird im Allgemeinen der Einfluß nichtstrahlender Prozesse vernachlässigt.

Für die Rekombination des Grundzustandes konnte im Gegensatz zu Messungen an Volumenhalbleitern die Abhängigkeit der Lebensdauer von der Übergangsenergie nach dem Modell der „Giant Oscillator Strength“ [Ras75] nicht verifiziert werden. Die systematische Untersuchung der Lebensdauer von Exzitonen in QP unter Berücksichtigung struktureller Parameter der QP ist bisher nicht erfolgt.

Auch die Relaxation in diesen Strukturen wird kontrovers diskutiert. Die vorhergesagte unterdrückte Relaxation [Ben91] („Phononbottleneck“) steht dabei im Widerspruch mit dem als signifikant beschriebenen Beitrag der Phononen zur Relaxation [Ino92]. Teilweise wird eine langsame Relaxation von angeregten Exzitonen beobachtet [Adl96] während andere Arbeiten gleichzeitig einen schnellen Einfang aus der Barriere in den Grundzustand belegen [Bec01]. Für Elektronen in QP wurde die Ausbildung von Polaronen gezeigt [Ham99].

Der Einfluß der Exziton-Phonon-Kopplung auf die Relaxation in QP wurde bisher nicht systematisch betrachtet.

Neben Einzelproben wurden Serien von systematisch variierenden QP durch eine gezielte Nachbehandlung bei höheren Temperaturen erzeugt [Kos96], [Leo96]. Diese Proben zeigen mit zunehmender Diffusion eine Verschiebung der Übergangsenergie der QP zu kürzeren Wellenlängen, die dem steigenden Gehalt an Gallium in den QP zugeordnet wird. Die unter Hochanregung beobachtete abnehmende Aufspaltung der Emission benachbarter Übergänge konnte mit der Zunahme der QP-Größe in Verbindung gebracht werden [Hei98], [Faf99]. Die

beobachteten Phänomene unterstreichen die Bedeutung von Verspannung, Geometrie und piezoelektrischen Feldern für Berechnungen der Bandstruktur [Gru95b], [Efr96], [Wil00].

Für die Berechnung der elektronischen Zustände in selbstorganisierten QP haben sich weltweit zwei verschiedene Ansätze etabliert. Dies sind die aus der Kontinuums-theorie hervorgegangene  $k \cdot p$  Theorie [Sti99], [Sti01] und die empirische Pseudopotentialtheorie [Wan99]. Diese Theorien erlauben unter Annahme einer bekannten Materialzusammensetzung die Berücksichtigung von Form und Verspannung in den QP, die über verschieden diskutierte Effekte eine Verschiebung der Energieniveaus bewirken.

In letzter Zeit rücken zunehmend kohärente Phänomene in QP in das Zentrum des Interesses der Wissenschaftler. So wurden beispielsweise Phasenrelaxationszeiten in QP bestimmt [Bor99b], [Bor01c]. Untersuchungsgegenstand sind hier Vielfachschichten von QP, die wegen der geringen Absorption parallel zur Wachstumsebene untersucht wurden. Der Einfluß der Wechselwirkung der gestapelten QP wird nur abgeschätzt. Gleichzeitig ist ein Einfluß von Wellenleiterstrukturen gegeben. In anderen Arbeiten werden Einflüsse der Dimension der QP auf die Lebensdauer des Grundzustandes diskutiert [Bau00], [Gay01], [Jon97], [Mak00].

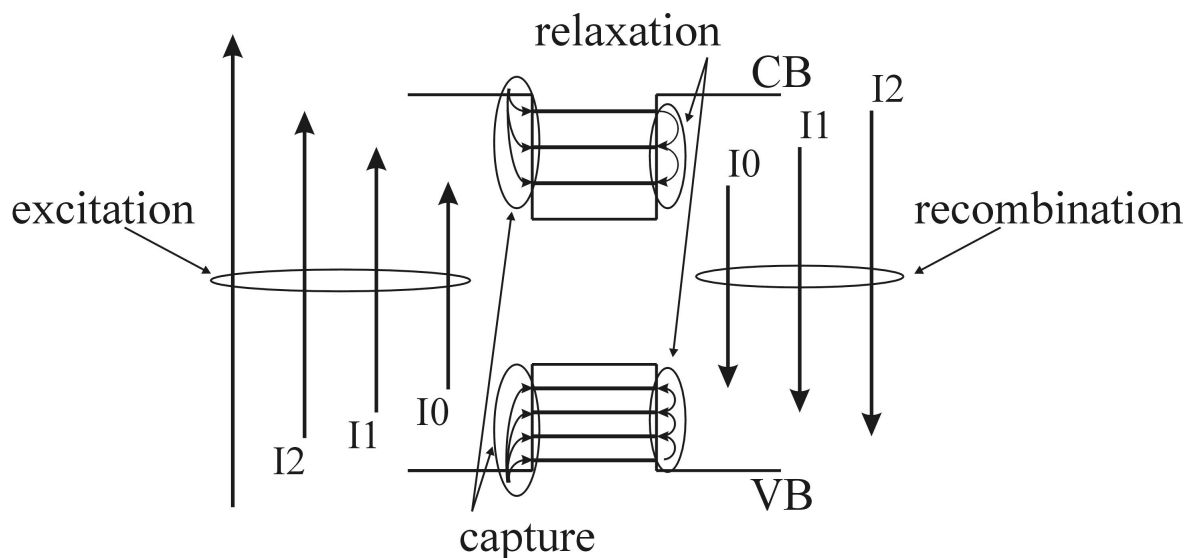
Experimente an QP finden ein großes Interesse der Wissenschaftler. Dies wird eindrucksvoll durch die rasant ansteigende Zahl an Veröffentlichungen und Tagungsbeiträgen zu diesem Thema belegt. So wurde neben den vielen Beiträgen auf den internationalen Halbleitertagungen (International Conference on the Physics of Semiconductors - ICPS und Conference on Modulated Semiconductor Structures - MSS) eine weitere Tagungsreihe mit den Schwerpunkt QP begonnen (QD 2000, QD 2002).



## 2 Aufgabenstellung und Aufbau der Arbeit

In der vorliegenden Arbeit werden die elektronischen Eigenschaften von kohärent gewachsenen, selbstorganisierten Quantenpunkten (QP) untersucht. Untersuchungsgegenstand sind In(Ga)As/GaAs QP. Die Emission eines Photons setzt den Übergang eines Elektrons aus dem Leitungsband in einen freien Valenzbandzustand voraus. Bei einer Absorption erfolgt die Anregung eines Valenzbandelektrons in das Leitungsband wobei im Valenzband ein unbesetzter Zustand verbleibt. Beide Prozesse sind im Bild eines Exziton beziehungsweise eines Elektron-Loch-Paares zu beschreiben. Daher konzentriert sich die Arbeit auf Exzitonen/Elektron-Loch-Paare in QP.

Am Modellsystem der In(Ga)As/GaAs QP soll die Exziton-Phonon-Wechselwirkung in QP studiert werden. Dazu soll der erwartete Einfluß von Dimension, Form, Größe und Zusammensetzung nulldimensionaler Strukturen auf die Rekombination (*engl.: recombination*), die Relaxation (*engl.: relaxation*) angeregter Zustände und die Einfangprozesse (*engl.: capture*) von Ladungsträgern und/oder Exzitonen bestimmt werden. Die Prozesse sind schematisch in Bild 2.1 dargestellt.



**Bild 2.1** Schematische Darstellung von Anregung (*engl.: excitation*), Einfangprozessen (*engl.: capture*), Relaxation (*engl.: relaxation*) und Rekombination (*engl.: recombination*) in einem QP. Für Anregung und Rekombination wurden die internen Übergänge in QP zwischen den Energieniveaus im QP entsprechend der späteren Verwendung in der Arbeit gekennzeichnet.

Die Untersuchung der elektronischen Struktur, der Dynamik und der Elektron-Phonon-Wechselwirkung mittels optischer Verfahren hat sich in der Vergangenheit an Volumenhalbleitern und Quantenfilmen bewährt [Lum96], [Eck98], [Kut00]. Die Methode wurde bereits an geätzten Strukturen weiter erniedrigter Dimension erfolgreich angewendet

[Bay95]. Ihre Anwendung bei der Erforschung selbstorganisierter Strukturen ist daher äußerst vielversprechend.

Das Interesse der Untersuchungen liegt in der zerstörungsfreien Bestimmung physikalischer Eigenschaften und präparationsbedingter Materialparameter. Als Beispiel seien elektronische Inter- und Intradbandenergien, quantisierte Schwingungsenergien und Streuraten angeführt. Einige dieser Parameter wurden bereits erfolgreich in Quantendrähten und Quantenantipunkten bestimmt. Die Bestimmung weiterer Materialparameter wie zum Beispiel Größe, Form und chemische Zusammensetzung der QP sowie eine Abschätzung der Störstellenkonzentration sind wichtige Meßergebnisse, die für die gezielte Beeinflussung der Eigenschaften neuer Proben herangezogen werden können. Die experimentelle Bestimmung von Eigenenergien und der Dynamik der PL erlaubt die Untersuchung von Wechselwirkungsmechanismen, die auf der reduzierten Dimension der Strukturen beruhen. Die für das System der In(Ga)As/GaAs QP gefundenen Ergebnisse werden mit Untersuchungen an GaSb/GaAs QP verglichen [Bor01b].

## 2.1 Aufgabenstellung

Die QP-Systeme sollen mittels zeitintegrierter Photolumineszenz (PL) teilweise unter Verwendung äußerer Magnetfelder, zeitaufgelöster PL (TRPL) und 2-Strahl-Techniken vermessen werden. Die durchzuführenden Untersuchungen sollen die Rolle der Exziton-Phonon-Kopplung in QP klären. Als Grundlage für weiterführende Experimente sollen kohärente Phänomene in QP gezeigt und deren Ursachen diskutiert werden.

In den PL Experimenten werden die strahlenden Interbandübergänge der QP identifiziert. Die Symmetrie und Entartung der Zustände in den QP ist durch Anwendung eines äußeren Magnetfeldes zu studieren. Insbesondere soll die Ausdehnung der Ladungsträgerwellenfunktionen für den Grundzustandsübergang bestimmt werden. Über einen Vergleich mit aus der Literatur bekannten Werten für Volumenhalbleiter soll die Gültigkeit des Modells der starken Lokalisierung verifiziert werden. Weiteres Ziel der Magnetfeldmessungen ist die Abschätzung des Indium-Gehalts nicht diffundierter QP.

Zur Klärung der strahlenden Lebensdauer von Übergängen in den QP soll der Einfluß der durch Defekte bedingten nichtstrahlenden Relaxation/Rekombination auf die Lebensdauer des Grundzustandsüberganges (I0) untersucht werden. Gleichzeitig soll bestimmt werden, ob beim Wachstum erzeugte Punktdefekte die Lebensdauer des Grundzustandsüberganges von QP signifikant beeinflussen.

Die strahlende Lebensdauer von Exzitonen in QP wird an systematisch variierten Strukturen mit Hilfe zeitaufgelöster Photolumineszenzspektroskopie bestimmt. Schwerpunkt bildet hier der Vergleich von experimentellen Werten und deren Abhängigkeit von QP Form und Größe mit den theoretischen Vorhersagen. Dabei ist von besonderem Interesse, ob und wie eine Variation der Lebensdauer durch gezielte Nachbehandlung möglich ist.

Die Relaxation angeregter Zustände von Exzitonen in QP ist ein kontrovers diskutiertes Thema. Einerseits wird auf Grund der diskreten Energieniveaus im QP, deren Differenz im Allgemeinen nicht mit Vielfachen der Phononenenergien des Systems übereinstimmt, eine unterdrückte Relaxation [Ben91] erwartet. Andererseits wird ein signifikanter Beitrag von Phononen bei der Relaxation erwartet [Ino92], der anharmonische Zerfall von Phononen diskutiert [Li99] und in ersten Messungen eine effiziente Relaxation der im umgebenden Barrierenmaterial angeregten Ladungsträger gezeigt [Bec01]. Daher werden Augerprozesse sowie die Ausbildung von Polaronenzuständen (Quasiteilchen, die aus einem Elektron und einem Phonon gebildet werden) [Ham99] als mögliche Alternativen zu der in Volumenhalbleitern die Relaxation dominierenden Elektron-Phonon-Wechselwirkung

erwogen. Um eine experimentelle Trennung von Einfang- und Relaxationsprozessen zu erreichen, soll die Bestimmung der Relaxationsdynamik in den QP mittels resonanter Anregung angeregter Übergänge erfolgen. Dabei soll die Verschiebung der Energieniveaus im QP, die bei der Beladung mit Exzitonen/Elektron-Loch-Paaren auftritt, ausgenutzt werden, um gezielt ein Exziton/Elektron-Loch-Paar in den zu untersuchenden QP zu generieren. Dazu ist eine spektral hinreichend schmale Anregungsquelle notwendig. Für die resonanten Messungen ist ein den Erfordernissen entsprechendes Lasersystem aufzubauen.

Bei den Messungen wird besonderes Gewicht auf die Identifizierung der relaxierenden Quasiteilchen gelegt. Besonderes Augenmerk gilt in diesem Zusammenhang der erwarteten unterdrückten Relaxation und der Exziton-Phonon-Kopplung.

Die gewonnenen Ergebnisse sind mit Messungen unter Anregung der Barriere zu vergleichen. Aus diesen sollen, in Kombination mit der dann schon bekannten Relaxation angeregter Zustände im QP, Schlußfolgerungen bezüglich der für die Relaxation entscheidenden Prozesse und der beteiligten Quasiteilchen beim Einfang von Ladungsträgern und/oder Exzitonen gezogen werden. Von besonderem Interesse sind hierbei die dominierenden Streuprozesse.

Als Grundlage für weitergehende Messungen sind kohärente Phänomene von Exzitonen in QP aufzuzeigen. Dies soll mittels Pump und Probe Technik unter resonanter Anregung realisiert werden.

Parallel zu dieser Arbeit werden im Rahmen der Zusammenarbeit im Sonderforschungsbereich 296 der Deutschen Forschungsgemeinschaft von der Gruppe von Herrn Prof. D. Bimberg durch Herrn Priv. Doz. Dr. R. Heitz und Herrn Dipl. Phys. F. Guffarth PL Anregungsexperimenten (PLE) durchgeführt. Um einen umfassenden Einblick in die im QP ablaufenden Prozesse zu erhalten, sind diese Ergebnisse in die vorliegende Arbeit einzubeziehen.

## 2.2 Aufbau der Arbeit

Im Kapitel 3 (Grundlagen) werden die von Volumenhalbleitern bekannten Eigenschaften erläutert. Dabei wird detailliert auf die Elektron-Phonon-Kopplung und Exzitonen eingegangen. Ein wichtiger Aspekt ist hierbei die Korrelation von Bindungsenergie und Lebensdauer von Exzitonen, die am Beispiel der Bindung an Störstellen diskutiert wird. Der Begriff des Phononbottlenecks wird eingeführt. Anschließend wird die theoretische Beschreibung niederdimensionaler Strukturen insbesondere von selbstorganisierten QP im Rahmen von Modellrechnungen vorgestellt. Als Schwerpunkt werden dabei Unterschiede und Gemeinsamkeiten der allgemein als zutreffendste Beschreibungen anerkannten  $k \cdot p$ - und Pseudopotentialtheorie bezüglich experimentell überprüfbarer Aussagen herausgearbeitet. Abschließend werden die Relaxation von Energie und Phase diskutiert.

Die verwendeten Meßaufbauten werden im Kapitel 4 (Experimenteller Aufbau) vorgestellt. Dabei gilt dem neu aufgebauten Lasersystem besonderes Augenmerk. In diesem Kapitel wird auch die prinzipielle Auswertung der Messungen dargelegt und auf Fehlergrenzen verwiesen. Die in dieser Arbeit untersuchten Proben werden im Kapitel 5 (Wachstum und Proben) vorgestellt. Dabei wird auf Angaben zum Wachstum seitens der Hersteller und auf von anderen Arbeitsgruppen veröffentlichte Untersuchungen zu Form und Größe der QP eingegangen. Die Ansätze zur systematischen Modifizierung der QP innerhalb der untersuchten Serien werden erläutert.

Im Kapitel 6.1 (Elektronische Eigenschaften von In(Ga)As/GaAs QP) erfolgt die Charakterisierung der Emission der untersuchten QP. Hier wird die vergleichbare Emission von QP verschiedener Geometrie betrachtet um erste Anhaltspunkte für den Einfluß der Form auf die elektronische Struktur der QP zu erhalten. Die erwartete Größenänderung der QP in der Serie von QP mit spinoidaler Dekomposition wird an Hand der erwarteten Abnahme der Übergangsenergie des Grundzustandes untersucht. Innerhalb der Serie mit diffundierten QP werden die Verschiebung des Grundzustandsüberganges und die gleichzeitige systematische Reduktion der Energiedifferenz zwischen benachbarten Übergängen erläutert.

Die unter Anwendung eines äußeren Magnetfeldes erreichte Veränderung der PL der QP wird vorgestellt. Aus der diamagnetischen Verschiebung der Übergänge in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld kann auf die Ausdehnung der Wellenfunktionen der am Übergang beteiligten Exzitonen geschlossen werden. Dies bestätigt das vermutete strenge Confinement für In(Ga)As/GaAs QP und kann außerdem hinsichtlich der Ausdehnung zu einem ersten Vergleich mit den berechneten Wellenfunktionen verwendet werden.

Die zeitaufgelösten Messungen konzentrieren sich auf die Serie von Proben mit Elektronenbestrahlung. Diese zeigen sowohl eine erhöhte Strahlungsresistenz von QP im Vergleich zu zwei- und dreidimensionalen Strukturen als auch einen untergeordneten Einfluß wachstumsbedingter Punktdefekte auf die Dynamik von QP. Im Rahmen der anschließenden Messungen an QP mit variierender Größe wird nachgewiesen, daß der vermutete Einfluß des Photonconfinements in den vorliegenden Proben vernachlässigbar ist. Den in den Messungen gewonnenen Anhaltspunkten für die Korrelation der Lebensdauer des Exzitons im Grundzustand des QP und Form des QP wird im Kapitel 6.2 (Rekombination in Quantenpunkten) nachgegangen.

Die gefundene Relaxation von Exzitonen in QP, deren Bottleneck und die Fröhlich-Kopplung zwischen elektronischem und phononischen System wird im Kapitel 6.3 (Relaxation in Quantenpunkten) vorgestellt. Anschließend erfolgt der Vergleich von Relaxation und Einfangprozessen. Die Streuung von Exzitonen/Elektron-Loch-Paaren beim Einfang und die nachfolgende Relaxation sind dabei zentrale Diskussionspunkte im Kapitel 6.4 (Einfangprozesse).

In den im Kapitel 6.5 (Kohärente Effekte in Quantenpunkten) vorgestellten Messungen wird der virtuelle Charakter des Zustandes  $I_0+LO$  verifiziert. Kohärente Phänomene werden für die Übergänge  $I_0+LO$  und  $I_1$  vorgestellt. Die physikalischen Ursachen der beobachteten Phänomene werden diskutiert.

Ein Überblick über die grundlegenden Erkenntnisse der vorliegenden Arbeit wird abschließend in Kapitel 7 (Zusammenfassung) vorgestellt.

### 3 Grundlagen

Die in dieser Arbeit untersuchten Quantenpunkte (QP) aus Halbleitern werden oft als künstliche Atome bezeichnet. Dies resultiert aus der ähnlichen elektronischen Zustandsdichte der Strukturen, die von diskreten Niveaus geprägt ist. Dies ist jedoch eine der wenigen Gemeinsamkeiten während gleichzeitig signifikante Unterschiede bestehen. Für die Beschreibung der Quantenpunkte stellt sich daher die Frage, ob als Ausgangspunkt die Theorie der Atome oder die der unendlich ausgedehnten Halbleiter günstigere Voraussetzungen bietet. Um dies zu klären werden im Folgenden die signifikanten Unterschiede und Gemeinsamkeiten der Theorien von Atomen und Festkörpern mit den Eigenschaften von Halbleiterquantenpunkten verglichen.

Die Symmetrie der Atome wird von dem Zentralpotential des Atomkerns geprägt. Dem gegenüber steht eine höchstens kubische Symmetrie der Kristalle. Das Volumenmaterial der zu beschreibenden QP zeigt in erster Näherung die Symmetrie des betreffenden Volumenhalbleiters. Die Symmetrie von Halbleitern und QP kann auch niedriger sein. Im Atom existiert eine relativ starke Ladungstrennung mit dem positiven Schwerpunkt Atomkern und der negative Hülle. Bei Halbleitern sind positive und negative Ladungen quasikontinuierlich verteilt. Dies gilt auch für QP. Die Zustandsdichte von Elektronen in Atomen und Quantenpunkten wird durch diskrete Niveaus geprägt. Dem gegenüber ist die elektronische Zustandsdichte von Halbleitern quasikontinuierlich und weist im Bereich der Bandlücke keine Zustände auf. Wechselwirkungen mit kollektiven Schwingungen der Gitterbausteine sind für Festkörper bekannt und für QP zu erwarten. In der Atomtheorie können lediglich Schwingungen des Atomkerns ohne einen Einfluß der Bindung an Nachbaratome berücksichtigt werden, während in Halbleitern kollektive Schwingungen benachbarter Atome (Phononen) einen wesentlichen Einfluß auf die Eigenschaften besitzen. Charakteristische Energien der Halbleiter und Quantenpunkte werden im Bereich von einigen meV beobachtet. Die charakteristischen Energien der Atome liegen im Bereich von einigen eV und sind damit um Größenordnungen höher. Während Randbedingungen für die Beschreibung eines Atoms eine untergeordnete Rolle spielen sind sie für Halbleiter und QP von entscheidender Bedeutung.

Die Symmetrie des Systems, die Ladungsverteilung, die Existenz von Lochzuständen und kollektive Anregungen von Gitterbausteinen, die Größe der charakteristischen Energien und die Randbedingungen werden für QP durch eine Beschreibung im Bild der Festkörper besser

berücksichtigt, als dies im Bild der Atome realisiert wird. Es ist somit plausibel, die Beschreibung der QP vom Festkörper ausgehend anzustreben.

Nach einer Einführung in die Volumenhalbleiter werden in den Kapiteln 3.2.2 und 3.2.3 die Theorien zur Beschreibung von Quantenpunkten (QP) vorgestellt und diskutiert.

Dominierende Aspekte selbstorganisierter Systeme, wie erniedrigte Symmetrie und piezoelektrische Felder, werden im Rahmen der  $k \bullet p$  Theorie [Gru95b], [Sti99], [Sti01], [Wan00], [Sch01] und der Pseudopotentialtheorie [Wan99], [Wil00] beschrieben. Zentrale Aussagen wie die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Ladungsträger und deren Korrelation mit der Form der QP werden verglichen.

Die Beschreibung der untersuchten Systeme über die aus der  $k \bullet p$  Theorie gewonnenen Vorhersagen wird motiviert. Qualitative Erwartungen zur Dynamik der untersuchten Systeme in Abhängigkeit von Form und Größe der QP werden formuliert.

### 3.1 Die Beschreibung des Volumenhalbleiters

Die quantitative Beschreibung eines Halbleiters erfolgt über die Schrödingergleichung. Man betrachtet die kinetischen und potentiellen Energien der einzelnen Teilchen und führt die Energien der Wechselwirkungen untereinander ein. Unter Berücksichtigung der Randbedingungen erhält man den Hamiltonoperator, der über die Eigenwertgleichung:

$$H_{\text{gesamt}} \mathbf{y} = E \mathbf{y} \quad (3.1)$$

das Gesamtsystem beschreibt. Eine exakte Lösung der Schrödingergleichung, bei der die Wellenfunktion  $\mathbf{y}$  eine Funktion sämtlicher Koordinaten von Atomkernen und Elektronen ist, kann nicht analytisch bestimmt werden. Daher untergliedert man das System in Rumpffionen, Elektronen sowie Wechselwirkungen zwischen diesen und betrachtet die zugehörigen Hamiltonoperatoren. Dabei stellt die Beschreibung über Rumpffionen, die die Atomkerne und die nicht an der Bindung im Halbleiter beteiligten Elektronen umfassen, bereits eine für Halbleiter übliche Näherung dar. Die Schrödingergleichung (hier ohne Berücksichtigung von Spin und externen Feldern wiedergegeben) lautet dann:

$$H_{\text{gesamt}}(\vec{R}_i, \vec{r}_j) = H_{\text{Rumpffionen}}(\vec{R}_i) + H_{\text{Elektronen}}(\vec{r}_j) + H_{\text{Rumpffionen-Elektronen}}(\vec{R}_i, \vec{r}_j) \quad (3.2)$$

Die Subsysteme der Rumpffionen und Elektronen werden durch  $H_{\text{Rumpffionen}}(\vec{R}_i)$  und  $H_{\text{Elektronen}}(\vec{r}_j)$  beschrieben, wobei deren Wechselwirkungen in  $H_{\text{Rumpffionen-Elektronen}}(\vec{R}_i, \vec{r}_j)$  erfaßt sind. Da auch für diese Operatoren im Allgemeinen keine exakte Lösung bekannt ist,



werden Näherungen eingeführt und zunächst vernachlässigte Glieder im Rahmen der anschließenden Störungsrechnung berücksichtigt.

### 3.1.1 Die Ein-Elektronen-Näherung und das Bändermodell

Die Betrachtung von  $H_{\text{Elektronen}}(\vec{r}_j)$  führt über die Hartree-Fock-Gleichung unter Verwendung der von Slater eingeführten Näherung der mittleren Ladungsdichte zur Hartree-Fock-Gleichung für ein beliebiges Elektron.

Die räumliche Periodizität des Potentials  $V(\vec{r})$  der Rumpfonen kann in eine Fourierreihe entwickelt werden, wobei über alle reziproken Gittervektoren  $\vec{f}$  summiert werden muß.

Gleiches gilt für die Wellenfunktion  $\psi(\vec{r})$ , die sich als Summe über alle durch die Randbedingungen erlaubten Wellenzahlen  $\vec{k}$  darstellen läßt:

$$V(\vec{r}) = \sum_{\vec{f}} C_{\vec{f}} e^{i\vec{f}\vec{r}} \quad \text{und:} \quad \psi(\vec{r}) = \sum_{\vec{k}} A_{\vec{k}} e^{i\vec{k}\vec{r}} \quad (3.3)$$

Unter Berücksichtigung der möglichen Werte  $\vec{k} - \vec{f}$  von  $A_{\vec{k}}$  ergibt sich der bekannte Ansatz für Bloch-Wellenfunktionen:

$$\psi(\vec{k}, \vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}} \quad \text{mit:} \quad u_{\vec{k}}(\vec{r}) = \sum_{\vec{f}} A_{\vec{k}-\vec{f}} e^{i\vec{f}\vec{r}} \quad (3.4)$$

Dieser Ansatz beschreibt eine ebene Welle mit dem Ausbreitungsvektor  $\vec{k}$ , die gitterperiodisch moduliert ist. Aus der qualitativen Beschreibung kann auf die Entwicklung von  $E = f(\vec{k})$  an den Stellen  $\vec{k} = 0$  und  $\vec{k} = \pm \frac{\vec{p}}{a}$  in der Form:

$$E = E_0 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial k^2} \vec{k}^2 + \dots \quad (3.5)$$

geschlossen werden. Transformiert man die Energiebänder des Elektrons auf die erste Brillouin-Zone erhält man die Energiebänder des Halbleiters.

Unter Verwendung von Bloch-Wellenfunktionen und mit der Annahme eines Potentials kann die Bedeutung von  $\vec{k}$  als Quantenzahl und das Volumen eines Elektrons im Festkörper hergeleitet werden. Damit ist eine Beschreibung der optischen Eigenschaften des Halbleiters gegeben, die auch die Elektron-Photon-Wechselwirkung umfaßt.

### 3.1.2 Gitterschwingungen

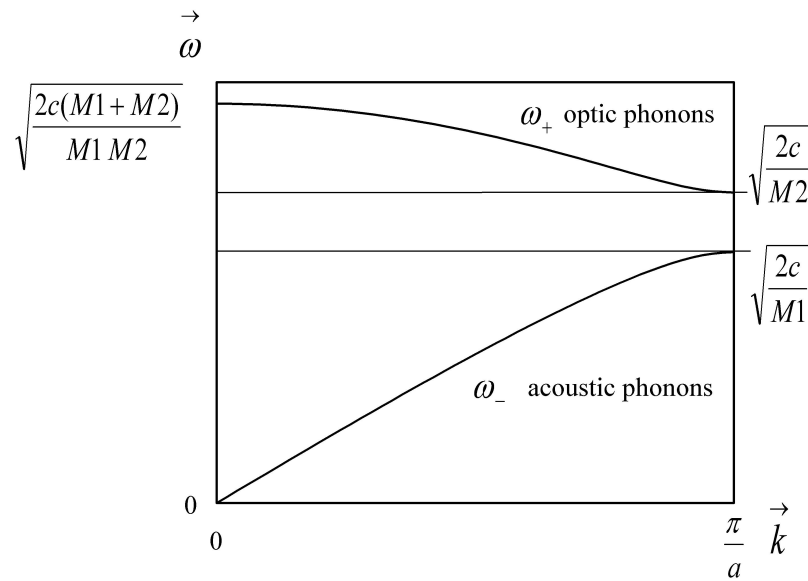
Die Gitterschwingungen des Halbleiters werden vom Hamiltonoperator  $H_{\text{Rumpffionen}}(\vec{R}_i)$  beschrieben. Dabei liefern die Eigenwerte des Operators das Spektrum der Phononen des Kristalls. Die Anzahl der verschiedenen Zweige von Phononen wird durch die Anzahl  $n$  der Atome in der Elementarzelle des Kristalls zu  $3n$  bestimmt. Davon werden jeweils 3 Zweige als akustisch (benachbarte Rumpffionen schwingen mit gleich gerichteter Auslenkung) und  $3n-3$  als optisch (benachbarte Rumpffionen schwingen mit entgegengesetzt gerichteter Auslenkung) bezeichnet.

Die Ruhelage der Atome ist mit  $X_i$  gegeben, die Auslenkung aus derselben kann als  $\mathbf{d}X_i$  beschrieben werden. Kleine Auslenkungen (Hookesches Gesetz) können mit einem gekoppelten Differentialgleichungssystem erfaßt werden, das mit dem Ansatz ebener Wellen in ein homogenes Gleichungssystem überführt werden kann. Nur für eine verschwindende Koeffizientendeterminante gibt es Lösungen, die sich als Dispersionsbeziehung:

$$\mathbf{w}_{\pm}^2(k) = \frac{c(M_1 + M_2)}{M_1 \cdot M_2} \left[ 1 \pm \sqrt{1 - \frac{4 M_1 \cdot M_2}{(M_1 + M_2)^2} \sin^2 kd} \right] \quad (3.6)$$

formulieren lassen. Die Abhängigkeit der Frequenz  $\mathbf{w}(k)$  der Phononen vom Wellenvektor  $k$  geht dabei auf den Ansatz der ebenen Wellen zurück. Die Kopplung zwischen den Atomen wird von der Kraftkonstante  $c$  wiedergegeben. Ferner geht der Abstand  $d$  der Atome in der Ruhelage ein.

Die Phononen des Zweiges  $\mathbf{w}_-$  werden auch als akustische, die des Zweiges  $\mathbf{w}_+$  als optische Phononen bezeichnet. Außerdem kann eine Unterteilung in transversale und longitudinale Phononen erfolgen. Maßgebend für die jeweilige Zuordnung sind die Auslenkung der Rumpffionen in Richtung des Wellenvektors beziehungsweise senkrecht dazu und das Verhältnis der Auslenkung benachbarter Rumpffionen. Die schematische Dispersionsbeziehung ist in Bild 3.1 dargestellt.



**Bild 3.1** Berechnete Phononendispersion einer zweiatomigen linearen Kette mit den Massen  $M_1 = 115$  a.u. von Indium und  $M_2 = 75$  a.u. von Arsen.

### 3.1.3 Die Kopplung von Elektronen und Gitter

Nachdem die elektronischen und phononischen Beiträge der Schrödingergleichung diskutiert sind, soll im Folgenden deren Wechselwirkung näher betrachtet werden. Ausgangspunkt bildet auch hier die in Gleichung (3.2) vorgestellte allgemeine Zerlegung des Hamiltonoperators des Gesamtsystems. Der Einfluß der Rumpfonen in deren Ruhelage ist bereits durch die bisher beschriebenen Operatoren erfaßt. Zu behandeln sind hier also die Auslenkungen der Rumpfonen aus ihrer Ruhelage, die durch  $\vec{d} \vec{R}_i = \vec{R}_i - \vec{R}_i^0$  charakterisiert sind. Der Hamiltonoperator des Gesamtsystems kann somit als:

$$H_{\text{Halbleiter}}(\vec{R}_i, \vec{r}_j) = H_{\text{Rumpfonen}}(\vec{R}_i) + H_{\text{Elektronen}}(\vec{r}_j) + H_{\text{Rumpfonen-Elektronen}}(\vec{d} \vec{R}_i, \vec{r}_j) \quad (3.7)$$

festgehalten werden.

Im Rahmen des mathematischen Formalismus bilden die  $\vec{d} \vec{R}_i$  eine Basis für die Entwicklung des Hamiltonoperators der Wechselwirkung zwischen elektronischem und phononischem System. Entwickelt man  $H_{\text{Rumpfonen-Elektronen}}(\vec{d} \vec{R}_i, \vec{r}_j)$  an der Stelle  $\vec{R}_i^0$  linear in  $\vec{d} \vec{R}_i$  gilt:

$$H_{\text{Rumpfonen-Elektronen}}(\vec{d} \vec{R}_i, \vec{r}_j) = \sum_i \left( \frac{\partial H_{\text{Elektronen}}}{\partial \vec{R}_i} \right)_{\vec{R}_i^0} \cdot \vec{d} \vec{R}_i + \dots \quad (3.8)$$

Glieder höherer Ordnung wurden hier vernachlässigt. Den Hamiltonoperator des elektronischen Systems als bekannt vorausgesetzt, kann hierdurch der lineare Anteil der

Kopplung bestimmt werden. Die Lösungen sind Produktzustände mit phononischem und elektronischem Anteil. Unter Verwendung von Näherungen entwickelte Operatoren erlauben, gezielt einzelne Aspekte verschiedener Kopplungsarten zu beschreiben.

Eine Übersicht der möglichen Kopplungsarten für einen polaren und kubischen Kristall ist in Tabelle 3.1 gegeben [Yu96].

Phonon	Leitungsband	Valenzband
TA	piezoelektrische Wechselwirkung	akustische Deformationspotential Wechselwirkung piezoelektrische Wechselwirkung
LA	akustische Deformationspotential Wechselwirkung piezoelektrische Wechselwirkung	akustische Deformationspotential Wechselwirkung piezoelektrische Wechselwirkung
TO		optische Deformationspotential Wechselwirkung
LO	polare Fröhlich Wechselwirkung	optische Deformationspotential Wechselwirkung polare Fröhlich Wechselwirkung

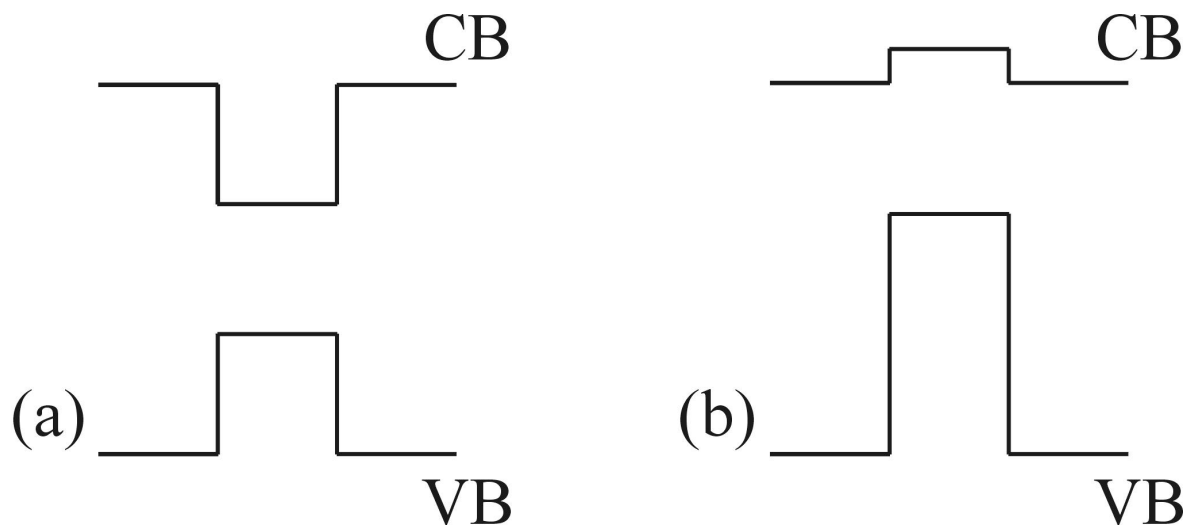
**Tabelle 3.1** Wechselwirkungen von Phononen mit Ladungsträgern in einem polaren kubischen Kristall nach [Yu96].

Wie bereits beschrieben, sind Phononen durch die Verschiebung benachbarten Rumpffionen gekennzeichnet. Innerhalb einer Elementarzelle entstehen veränderte Bindungslängen und -winkel. Diese verursachen eine Veränderung der elektronischen Bandstruktur, die als Deformationspotential bezeichnet wird. Je nach zu Grunde liegender Gitterschwingung wird diese Art der Kopplung als akustische beziehungsweise optische Deformationspotential Wechselwirkung bezeichnet. Die Beeinflussung der Ladungsträger durch die Deformationspotential Wechselwirkung ist auf den mikroskopischen Bereich beschränkt, da nur am Ort des verzerrten Gitters eine signifikante Variation der Bandstruktur erfolgt.

Neben der Beeinflussung der elektronischen Struktur über die Deformationspotentiale ist in polaren Halbleitern auf Grund der unterschiedlichen Ladung der verschiedenartigen Rumpffionen auch die Ausbildung elektrischer Felder beziehungsweise Dipole zu berücksichtigen. Über diese Felder ist eine Wechselwirkung größerer Reichweite gegeben. Akustische Phononen erzeugen eine makroskopische elektrische Polarisierung, die über die als piezoelektrische Wechselwirkung bezeichneten Prozesse die Ladungsträger beeinflussen. Für optische Phononen ist die polare Fröhlich Wechselwirkung ein entscheidender Mechanismus. Die Wechselwirkung von Ladungsträgern mit den Gitterschwingungen des Festkörpers stellt einen effizienten Relaxationsweg dar.

### 3.2 Niederdimensionale Strukturen

Die in dieser Arbeit untersuchten Quantenpunkte (QP) werden durch Einschlüsse eines Halbleiters in einem anderen gebildet. Die mittels der Ein-Elektron-Näherung hergeleitete Bandstruktur ist in nullter Näherung für die Teilbereiche der Probe weiterhin gültig. Wird die Vakuumenergie auf 0 normiert, können die verschiedenen Energien der Leitungs- und Valenzbänder auf einer Energieskala verglichen werden. Damit ist eine Unterteilung der niederdimensionalen Strukturen in die Typen I und II möglich. Für den Typ I liegen die Zustände mit der geringsten Energie für beide Ladungsträger innerhalb der Struktur. Bei Typ II Strukturen gilt dies nur für einen der Ladungsträger. Die schematischen Bandstrukturen für einen Typ I und Typ II QP sind in Bild 3.2 gezeigt.



**Bild 3.2** Anordnung von Valenzband und Leitungsband in (a) Typ I und (b) Typ II QP. Typische Vertreter der Typ I QP sind In(Ga)As/GaAs QP. Die dargestellte Typ II Anordnung findet man in GaSb/GaAs QP. Für Typ II QP ist auch der Fall gebundener Zustände für Elektronen möglich, in diesem Fall sind die Löcher nicht im QP lokalisiert. Daher findet man in der Literatur auch die Bezeichnungen Typ IIa und Typ IIb, die eine Lokalisierung von Löchern beziehungsweise Elektronen kennzeichnen. Diese Nomenklatur hat sich bis jetzt nicht einheitlich durchgesetzt.

Die räumliche Lokalisierung führt zu einer Beeinflussung der Energie und der Wellenfunktionen der Ladungsträger oder Exzitonen. Die Energiedifferenz zwischen dem Zustand geringster Energie im umgebenden Volumenmaterial und der Energie in der niederdimensionalen Struktur wird als Lokalisierungsenergie bezeichnet.

Für die Beschreibung der Beeinflussung der Wellenfunktionen wird der Begriff des Confinement eingeführt. Dabei können qualitativ drei Fälle unterschieden werden. Ist die Ausdehnung der Wellenfunktion im Volumenmaterial geringer als die Ausdehnung der Halbleiterstruktur, spricht man vom schwachen Confinement. Für diesen Fall ist ein geringer Einfluß der Struktur auf die Wellenfunktion zu erwarten, der als Störung des ursprünglichen Zustands behandelt werden kann. Im Gegensatz dazu wird beim starken Confinement eine

Ausdehnung der Struktur deutlich kleiner als die Ausdehnung der Wellenfunktion des Quasiteilchens im Volumenhalbleiter beobachtet. In diesem Fall hat die Struktur einen erheblichen Einfluß auf die Wellenfunktion des Quasiteilchens. Sind die Ausdehnungen des Quasiteilchens und der Struktur vergleichbar, spricht man von einem dazwischenliegenden Confinement.

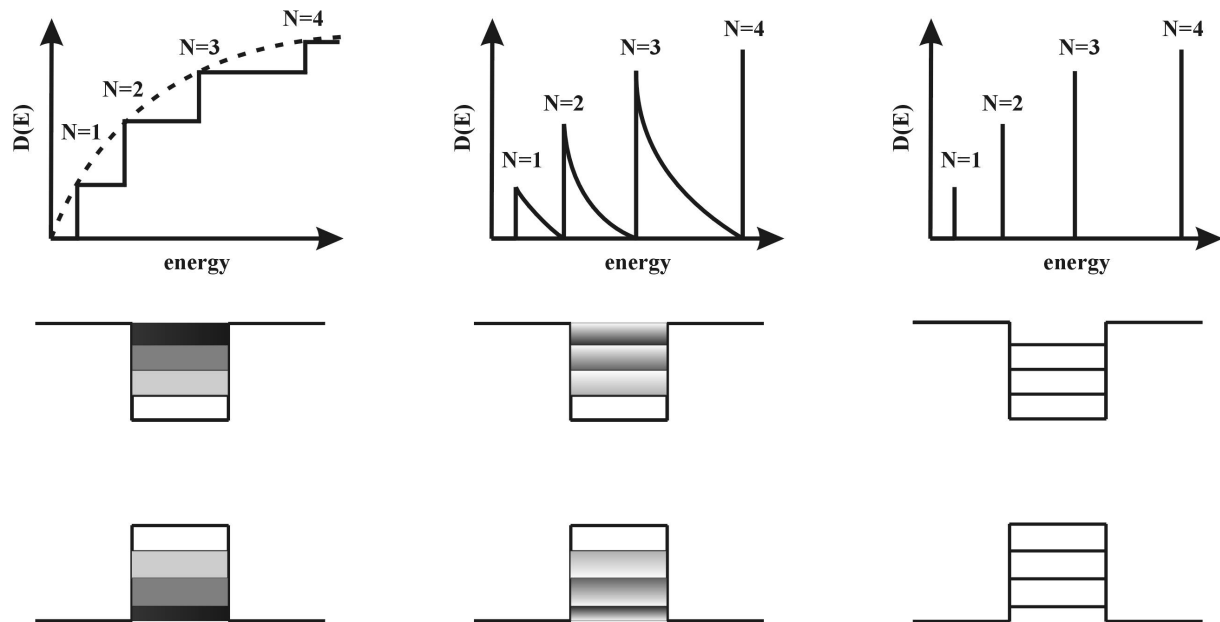
Den in dieser Arbeit untersuchten In(Ga)As/GaAs QP wird ein starkes Confinement zugeordnet. Dies wird im Kapitel 6 verifiziert und kann für Exzitonen bereits an dieser Stelle plausibel gemacht werden. Die Ausdehnung des Exzitons in InAs beträgt mehr als 30 nm, wie im Kapitel 3.3.1 gezeigt wird. Gleichzeitig ist die Ausdehnung der selbstorganisierten In(Ga)As/GaAs QP im Allgemeinen durch eine maximale charakteristische Länge kleiner 20 nm gegeben [Eis99]. Damit ist für InAs/GaAs QP der Fall des starken Confinements gegeben. Die im Kapitel 6.1.2 vorgestellten Experimente zeigen außerdem, daß der Prozentsatz Gallium in den gewachsenen In(Ga)As/GaAs QP kleiner 10% ist. Auch hier wird daher ein starkes Confinement erwartet.

Für das Verständnis der beobachteten Effekte ist eine angepaßte theoretische Beschreibung notwendig. Interessant ist an dieser Stelle auch der Vergleich mit den bereits gut untersuchten gebundenen Exzitonen in Volumenhalbleitern. Wie auch in den niederdimensionalen Strukturen sind die Bewegung und der Radius dieser Exzitonen eingeschränkt.

### 3.2.1 Einfluß der Dimension auf die elektronische Zustandsdichte

Die elektronische Zustandsdichte soll in diesem Kapitel an Hand der Typ I Strukturen mit starkem Confinement vorgestellt werden. Die Zustandsdichte der gebundenen Ladungsträger ergibt sich für Typ II analog. Da in der Typ II Anordnung nur eine Art von Ladungsträger in der Struktur gebundene Zustände hat, entsteht ein Coulomb-Potential. Dieses bindet die nicht lokalisierten Ladungsträger in der Umgebung.

Im Laufe der Entwicklung epitaktischer Verfahren gelang eine zunehmende Einschränkung der Dimension von Halbleiterstrukturen. Durch diese Prozesse wurde es möglich, gezielt Einfluß auf die elektronische Struktur der Halbleiter zu nehmen. Eine Übersicht der elektronischen Zustandsdichte niederdimensionaler Strukturen im Vergleich zum Volumenmaterial nach [Bim99] ist in Bild 3.3 dargestellt.



**Bild 3.3** Oben: Elektronische Zustandsdichten zwei-, ein- und nulldimensionale Strukturen (von links nach rechts) nach [Bim99]. Zum Vergleich ist in der linken Abbildung die Zustandsdichte des Volumenhalbleiters gestrichelt wiedergegeben. Unten: Graphische Darstellung der Zustandsdichte einer Typ I Struktur, die in einer, zwei oder drei Dimensionen eingeschränkt ist..

Die dargestellte elektronische Struktur ist für die Ein-Elektron-Näherung zutreffend. Ein Elektron und ein Loch können im oben angegebenen Bild nicht gleichzeitig erfaßt werden. Analog zum Volumenhalbleiter muß dann die Berücksichtigung der für den betrachteten Prozeß wichtigen Wechselwirkungen erfolgen und ein Modell, zum Beispiel analog dem Exziton, herangezogen werden.

Im Folgenden werden die allgemein als zutreffendste Beschreibungen akzeptierten Theorien zur Beschreibung von InAs/GaAs QP vorgestellt. Als Beispiel für die Form der QP wurde eine Pyramide gewählt, da hier der Einfluß der Größe der QP auf die Symmetrie der Wellenfunktionen gut dargestellt werden kann. Für flache QP existieren vergleichbare Rechnungen ([Sch01], [Wil00]).

### 3.2.2 Die empirische Pseudopotentialtheorie

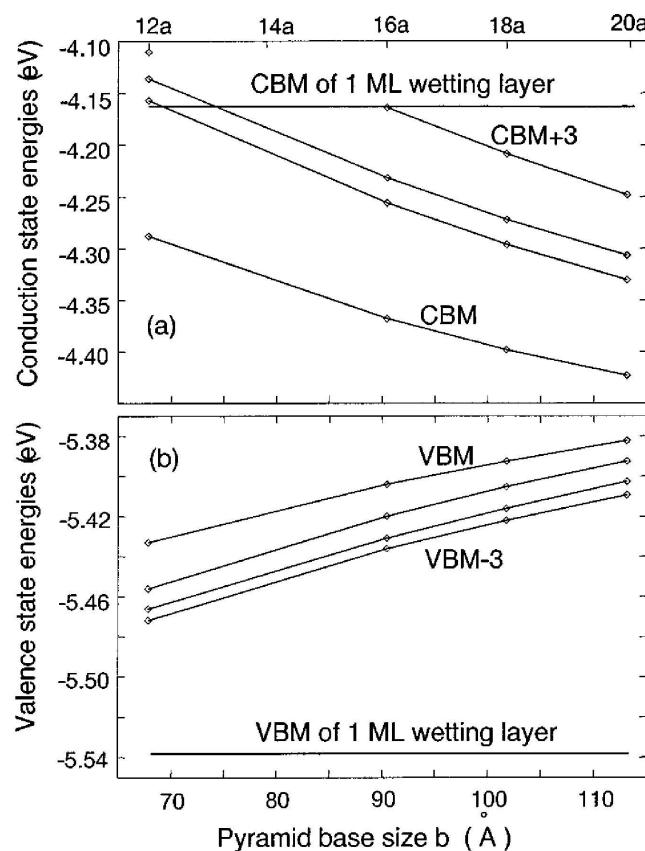
Die empirische Pseudopotentialtheorie wurde zur Beschreibung der elektronischen Struktur von Halbleitern entwickelt. Unter Verwendung der nicht exakt bekannten Formfaktoren der Atome und der Kristallstruktur (10 - 20 Parameter für verspannte Volumenhalbleiter) wird die elektronische Struktur der gesamten Brillouinzone berechnet.

Das Ergebnis wird mit Experimenten verglichen und die Wahl der Formfaktoren angepaßt, um die beobachteten Eigenschaften beschreiben zu können. Da stets nur ein beschränktes Volumen des Halbleiters berechnet werden kann, werden die Randbedingungen periodisch

festgelegt. Der Vorteil dieser Methode im Vergleich zur  $k \cdot p$  Theorie liegt eindeutig in der Berechnung der Bandstruktur der gesamten Brillouinzone. Dies führt zu umfangreicheren Ergebnissen. Dafür ist der notwendige Rechenaufwand vergleichsweise hoch.

Bei der Berechnung niederdimensionaler Strukturen orientiert sich die empirische Pseudopotentialtheorie an der Vorgehensweise für Volumenhalbleiter. Ein Volumensegment, das die niederdimensionale Struktur und umgebendes Halbleitermaterial umfaßt, wird modelliert. Dabei werden die Formfaktoren der Atome im Bereich der Struktur durch die des eingeschlossenen Halbleiters ersetzt, während die umgebende Barriere analog dem Volumenfall behandelt wird. Wichtig ist hierbei, daß ein ausreichend großes Volumen des umgebenden Halbleitermaterials gewählt wird. Dies ist notwendig, um die Störungen des Volumenhalbleiters durch den Einschluß der niederdimensionalen Struktur an den Grenzen des berechneten Volumens vernachlässigen zu können.

Als Ergebnis dieser Berechnungen wird die elektronische Struktur bestimmt, wobei die Eigenenergien und die Wellenfunktionen der Ladungsträger in der niederdimensionalen Struktur angegeben werden können. Die Eigenenergien pyramidaler InAs/GaAs QP nach [Wan99] sind in Bild 3.4 dargestellt.

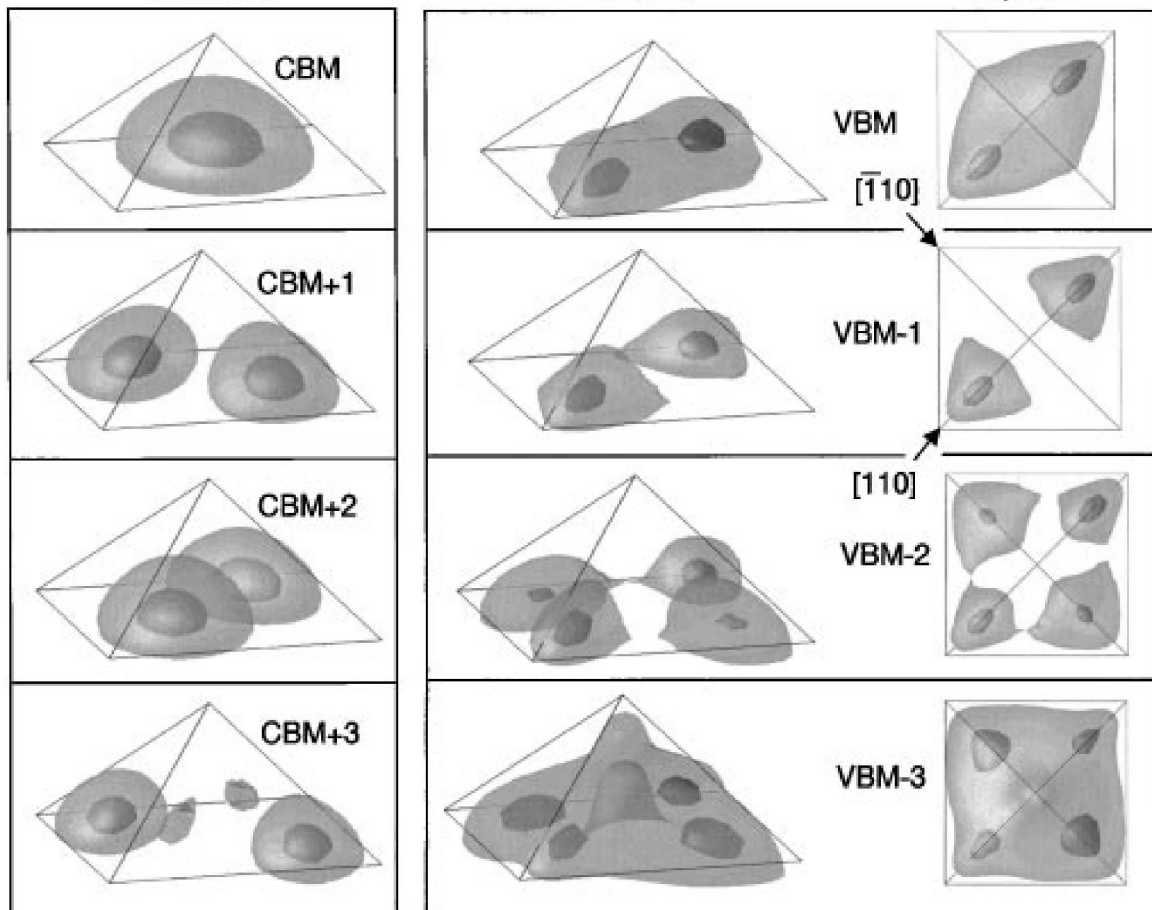


**Bild 3.4** Energie der Ladungsträger in einem pyramidalen QP in Abhängigkeit von der QP-Größe nach [Wan99]. Die Lokalisierung der Elektronen (a) und Löcher (b) skaliert direkt mit der lateralen Ausdehnung. Die horizontalen Linien kennzeichnen die Energien von Leitungsband (a) und Valenzband (b) der beim Stranski-Krastanow-Wachstum gleichzeitig gebildeten Benetzungsschicht.



Für alle berechneten QP werden mehrere gebundene Elektronen- und Lochzustände bestimmt. Die Berechnungen geben die experimentell festgestellte Größenabhängigkeit [Mar94], [Sch97] der Übergangsenergie der QP wieder. Für die Übergangsenergie von  $\sim 1$  eV wird eine laterale Ausdehnung von mehr als 11 nm erwartet.

Die zugehörigen Wellenfunktionen der gebundenen Zustände für die Strukturen mit einer lateralen Ausdehnung von 11,3 nm nach [Wan99] sind in Bild 3.5 dargestellt.



**Bild 3.5** Symmetrien der Wellenfunktionen der Ladungsträger in einem pyramidalen InAs/GaAs QP mit einer lateralen Ausdehnung von 11,3 nm nach [Wan99]. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit in den dunkel und hellgrau markierten Bereichen entspricht 25% beziehungsweise 75%. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Elektronen im linken Teilbild sind den Lochzuständen im rechten Teilbild gegenübergestellt. Die Lokalisierungsenergie nimmt von oben nach unten ab.

Die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten geben deutlich die von  $C_{4v}$  nach  $C_{2v}$  erniedrigt Symmetrie in den QP wieder. Der Grundzustand für die Elektronen ist nahezu rotationssymmetrisch bezüglich der Wachstumsrichtung. Die angeregten Zustände zeigen eine alternierende Vorzugsrichtung der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten entlang den Diagonalen der Grundfläche der Pyramide. Demgegenüber besitzen alle Lochzustände eine signifikante Aufenthaltswahrscheinlichkeit entlang der Vorzugsrichtung der (110) Diagonalen der Grundfläche. Überwiegende Anteile entlang der (-110) Richtung werden nur für den am

geringsten lokalisierten Zustand (VBM-3) beobachtet. Zusätzlich sind die Lochzustände im Vergleich zu den Elektronen zur Basis der Pyramide verschoben.

Die empirische Pseudopotentialtheorie liefert somit ein umfassendes Bild der Struktur, wobei einzelne Effekte nicht separat zugänglich sind sondern mit den Annahmen für die Formfaktoren der Atome in die Berechnung einfließen.

### 3.2.3 Die $k \bullet p$ Theorie

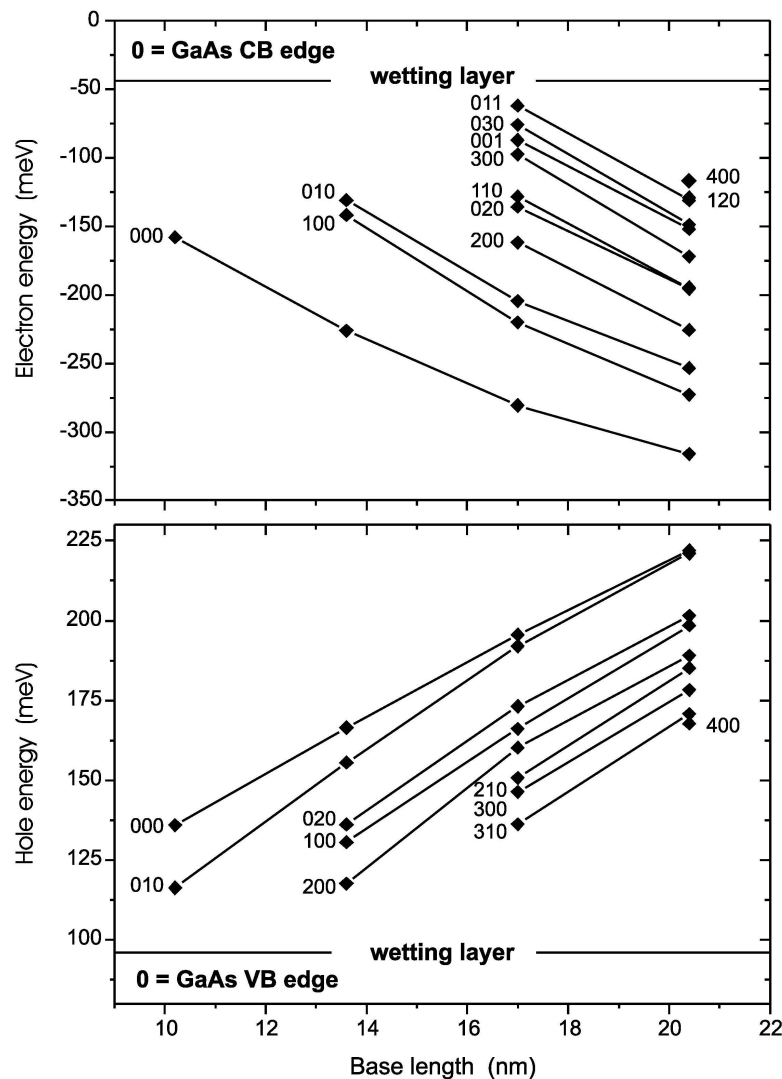
Auf Grund der thermischen Besetzung der Zustände ist für direkte Halbleiter der Bereich der Bandstruktur um den  $\Gamma$ -Punkt ( $k \approx 0$ ) von herausragendem Interesse. Dieser Teil der elektronischen Struktur kann störungstheoretisch behandelt werden. Die Beschreibung basiert bei Berücksichtigung der Spin-Orbit-Wechselwirkung ( $\Delta_0$  Aufspaltung der Valenzbänder) auf einer Basis von acht Bloch-Funktionen ( $s$ ,  $p_x$ ,  $p_y$ ,  $p_z$  jeweils mit Spin). Der zugehörige Hamiltonoperator wird im Rahmen der als 8-Band  $k \bullet p$  Methode bezeichneten Näherung abgeleitet.

Zentraler Punkt der  $k \bullet p$  Theorie sind die einhüllenden Wellenfunktionen für Elektronen. Dem Bloch-Theorem folgend kann die Separation der Wellenfunktionen in einem Kristallgitter mit Translationssymmetrie in einen gitterperiodischen und einen einhüllenden Anteil vorgenommen werden. Der gitterperiodische Anteil der Wellenfunktionen (mit dem Atomabstand als Periode) kann eliminiert werden und die einhüllenden Wellenfunktionen mit makroskopischer Ausdehnung geben die gesuchte Beschreibung des Systems.

Der in [Sti01] dargestellte Ansatz geht von 15 Parameter zur Beschreibung der elektronischen Struktur aus. Es handelt sich dabei um die Energie der Bandlücke, die Split-Off Energie, den optischen Matrix Parameter, die Energie der Oberkante des Valenzbandes, die effektive Masse des Elektrons im Leitungsband am  $\Gamma$ -Punkt, die drei Luttingerparameter, den Kaneparameter, das hydrostatische Deformationspotential des Leitungsbandes, das hydrostatische Deformationspotential der Bandlücke, zwei uniaxiale Deformationspotentiale des Valenzbandes in verschiedenen Raumrichtungen, die Kopplung der Energie der Leitungsbandkante mit der Scherverspannung und ein skalares Potential zur Beschreibung elektrischer Felder.

Die explizit in 5 Parametern enthaltene Verspannung beeinflusst die Eigenschaften der berechneten Strukturen signifikant. Die  $C_{4v}$  Symmetrie der Volumenhalbleiter geht in eine  $C_{2v}$  für die QP über. Diese Symmetrierniedrigung führt in Zusammenhang mit der unterschiedlichen Polarität der Rumpffunktionen zur Ausbildung piezoelektrischer Felder, deren Beschreibung über das skalare Potential erfolgt.

Mittels der  $k \cdot p$  Theorie können für QP gegebener Zusammensetzung, Form und Größe die Positionen der diskreten Energieniveaus im QP berechnet werden. Für pyramidale InAs/GaAs QP verschiedener Größe ist die berechnete Abhängigkeit der Energien nach [Sti01] in Bild 3.6 dargestellt.

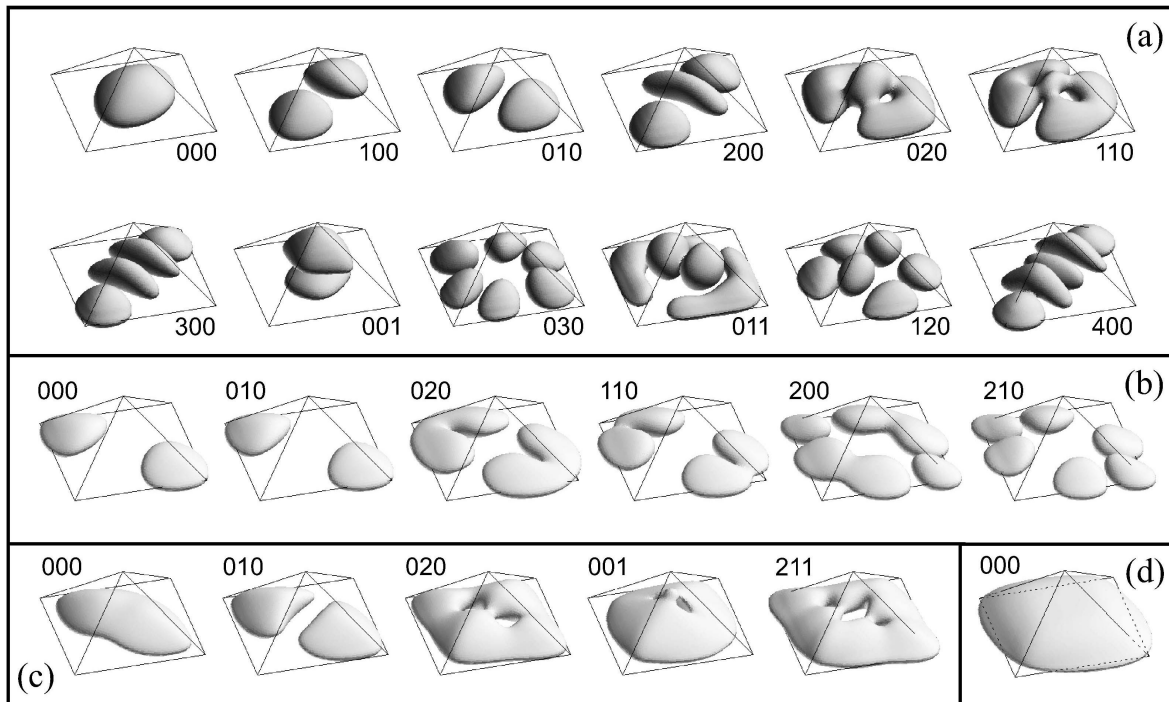


**Bild 3.6** Berechnete Einteilchenenergien für Elektron und Loch für pyramidale InAs/GaAs QP verschiedener Größe nach [Sti01]. Die Linien verbinden Energieniveaus mit gleicher Symmetrie der Wellenfunktionen, die über die angegebenen Zahlen codiert ist.

Die berechneten Energieniveaus des Grundzustandes zeigen die aus Experimenten bekannte Größenabhängigkeit [Mar94], [Sch97]. Für die in dieser Arbeit untersuchten QP, die eine Emission des Grundzustandes von  $\sim 1$  eV aufweisen, stimmen die beobachtete ([Eis99] und TEM-Bilder im Kapitel 5.2) und die berechnete laterale Ausdehnung der QP mit  $\sim 17$  nm überein.

Über die Bestimmung der Energieniveaus hinaus können im Rahmen der  $k \cdot p$  Theorie auch die Wellenfunktionen der Ladungsträger berechnet werden, aus denen die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Ladungsträger im QP folgen.

Im Vergleich zu den Wellenfunktionen nach [Wan99] sind die Pyramiden im folgenden Bild um  $90^\circ$  zur Projektionsebene gedreht! Während für die Elektronen eine geringe Abhängigkeit von Größe der QP und Symmetrie der Wellenfunktionen festgestellt wird zeigt die Symmetrie der Lochzustände nach [Sti01] den in Bild 3.7 dargestellten starken Einfluß.



**Bild 3.7** Berechnete Oberflächen mit einer Aufenthaltswahrscheinlichkeit von 65% für die Ladungsträger in einem pyramidalen InAs/GaAs QP nach [Sti01]. Für eine Pyramide mit 20,4 nm Basislänge sind in (a) die Elektronenzustände und in (b) die Lochzustände dargestellt. Das Teilbild (c) gibt die Lochzustände bei einer lateralen Ausdehnung von 13,6 nm wieder. Wird der Lochgrundzustand dieser Struktur im Rahmen der Theorie „Effektive Masse“ mit den gleichen Parametern berechnet ergibt sich die in (d) dargestellte Einhüllende.

Die Zustände für Elektronen und Löcher werden analog zu den Berechnungen der empirischen Pseudopotentialtheorie wiedergegeben. Die Vorzugsrichtung der Lochzustände ist wiederum die (-110) Richtung. Wie in [Sti01] gezeigt, wird Zerlegung der Einhüllenden des Grundzustandes für das Elektron von s-artigen Wellenfunktionen dominiert, während im Gegensatz dazu p-artige Anteile die Einhüllende des Lochs bestimmen. Für die Lochzustände ist mit zunehmender QP-Größe eine Verschiebung des Schwerpunktes der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten in Richtung der Ecken der Pyramide festzustellen.

Der Beschreibung von QP im Rahmen der  $k \cdot p$  Theorie sind relativ enge Grenzen gesetzt. Diese resultieren aus der Gültigkeit für die unmittelbare Umgebung des Zentrums der Brillouinzone und die geringe Anzahl der verwendeten Bloch-Funktionen. Trotz dieser Einschränkungen ist, wie in [Sti99], [Sti01], [Wan00] gezeigt wurde, eine Beschreibung der elektronischen Struktur von QP möglich, deren Ergebnisse denen der Pseudopotentialtheorie gleichwertig sind.

### 3.2.4 Zusammenfassung

Die Beschreibung von In(Ga)As/GaAs QP mittels empirischer Pseudopotentialtheorie und  $k \bullet p$  Theorie führt zu vergleichbaren Energien und Wellenfunktionen. (Die Projektion der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Ladungsträger erfolgt in [Sti99] und [Wan99] entlang verschiedener Kanten der Pyramide. Daher ist eine um  $90^\circ$  gedrehte Darstellung zwischen den Bildern gegeben.) Darüber hinaus liefert die empirische Pseudopotentialtheorie umfangreichere Informationen über die elektronische Struktur der QP. Die Beschreibung der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Ladungsträger, die die Grundlage der Diskussion von Relaxation und Rekombination in den QP bildet, ist in beiden Ansätzen gleichwertig.

Prinzipiell ist die Beschreibung der in dieser Arbeit vorgestellten PL Untersuchungen mit beiden Theorien möglich.

Neben die hier vorgestellten pyramidalen QP wurden auch flache QP im Rahmen beider Theorien berechnet ([Sch01] - Pyramidenstümpfe, [Wil00] - Linsen). Die Übereinstimmung der berechneten Übergangsenergie und Aufenthaltswahrscheinlichkeiten ist dabei analog zu den pyramidalen Strukturen gegeben.

Die flachen QP zeigen im Gegensatz zu den pyramidalen eine vergleichbare Symmetrie der entsprechenden Zustände für Elektronen und Löcher. Die für die Lochzustände in pyramidalen QP gefundene Zunahme der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten in den Ecken der Pyramide mit zunehmender QP-Größe wird in flachen QP nicht beobachtet.

Auf Grund der besseren Übereinstimmung der berechneten mit den untersuchten QP hinsichtlich der Größe der QP und der Verfügbarkeit von Rechenergebnissen zu speziellen Formen der QP wurde für diese Arbeit die Beschreibung im Rahmen der  $k \bullet p$  Theorie als Referenz gewählt. Eine Beschreibung im Rahmen der empirischen Pseudopotentialtheorie erklärt diese Ergebnisse ebenso.

Detailliertere Informationen zu der  $k \bullet p$  Theorie von In(Ga)As/GaAs Quantenpunkten finden sich in [Sti99] und [Sti01].

### 3.3 Das Exziton

Ein optischer Band-Band-Übergang in einem Halbleiter ist mit einem Elektron im Leitungsband und einem Loch (auch als freier Zustand oder Defektelektron bezeichnet) im Valenzband verknüpft. Beschreibt man diese Teilchen unter Vernachlässigung von Wechselwirkungen unabhängig voneinander, zerfällt der elektronische Anteil des Hamiltonoperators in erster Näherung in:

$$H = H_0 + H_{Elektron} + H_{Loch} \quad (3.9)$$

Der Term  $H_0$  enthält keine Operatoren und gibt die Energie des vollen Valenzbandes an. Diese kann willkürlich normiert werden und wird im Allgemeinen zu  $E = 0$  gesetzt.  $H_{Elektron}$  und  $H_{Loch}$  beschreiben die Energie des Elektrons im Leitungsband beziehungsweise die des Lochs im Valenzband.

Bereits in den 30-er Jahren stellte man fest, daß auch in sehr reinen Halbleitern das Verhalten der Elektronen und Löcher durch den obigen Ansatz nicht hinreichend beschrieben ist. Daher wurde das Modell des Exzitons von Frenkel [Fre31], [Fre31b] und Wannier [Wan37] entwickelt. Die Grundlage dieser Beschreibung bildet die Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Ladungsträgern. Die Anschauung legt daher einen Vergleich des Exzitons mit dem Modell des Wasserstoffatoms beziehungsweise Positroniums nahe. Im Gegensatz zu letzteren sind im Halbleiter aber andere (hier effektive) Massen der Ladungsträger gegeben und die Dielektrizitätskonstante (DK) des Materials muß bei der Beschreibung des Problems berücksichtigt werden.

#### 3.3.1 Freie Exzitonen

Exzitonen können im Vergleich zur Gitterkonstante des Festkörpers verschiedene Ausdehnungen haben. Liegt im Material eine stark ionische Bindung vor, ist der Radius des Exzitons meist klein, das heißt im Allgemeinen kleiner als die Gitterkonstante des Kristalls (Frenkel-Exziton). Für Halbleiter mit einer kovalenten Bindung zwischen den Gitterbausteinen wird eine Ausdehnung des Exzitons über mehrere Gitterkonstanten beobachtet (Wannier-Exziton).

Um eine adäquate Beschreibung des Exzitons zu erhalten, ist es notwendig, auf die Hartree-Fock-Gleichung zurückzugreifen. Die Schrödingergleichung kann dann in der Form:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \Delta_e - \frac{\hbar^2}{2m_h^*} \Delta_h - \frac{e^2}{\epsilon \left| \vec{r}_e - \vec{r}_h \right|} \right\} \mathbf{y} = E \mathbf{y} \quad (3.10)$$

formuliert werden. Die Indizes e und h kennzeichnen Elektron beziehungsweise Loch. Außerdem wird die Dielektrizitätskonstante (DK)  $\epsilon$  des Materials in den Coulomb-Term mit einbezogen. Dies ist auf Grund des Mediums, in dem sich das Exzitons befindet, plausibel. Je nach Ausdehnung des Exzitons wird bei Frenkel-Exzitonen die DK  $\epsilon(\infty)$  für hohe Frequenzen (Elektronenpolarisation) oder bei Wannier-Exzitonen die statische DK  $\epsilon(0)$  (Atompolarisation) verwendet.

Führt man für das Exziton Schwerpunkt- und Relativkoordinaten ein, liefert die Koordinatentransformation:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2\mathbf{m}^*} \Delta_{\vec{r}} - \frac{e^2}{\epsilon \left| \vec{r} \right|} - \frac{\hbar^2}{2M^*} \Delta_{\vec{R}} \right\} \mathbf{y} = E \mathbf{y} \quad (3.11)$$

wobei:

$$\vec{R} = \frac{m_e^* \vec{r}_e + m_h^* \vec{r}_h}{m_e^* + m_h^*} \quad \vec{r} = \vec{r}_e - \vec{r}_h \quad \mathbf{m}^* = \frac{m_e^* m_h^*}{m_e^* + m_h^*} \quad M^* = m_e^* + m_h^*$$

eingesetzt wurden. Unter der Annahme einer unabhängigen Schwerpunkts- und Relativbewegung kann die Wellenfunktion des Exzitons als:

$$\mathbf{y}(\vec{r}, \vec{R}) = \Phi(\vec{R}) \mathbf{j}(\vec{r}) \quad (3.12)$$

angesetzt werden. Die Separation der Schrödingergleichung führt dann zu:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2\mathbf{m}^*} \Delta_{\vec{r}} - \frac{e^2}{\epsilon \left| \vec{r} \right|} \right\} \mathbf{j}(\vec{r}) = E_n \mathbf{j}(\vec{r}) \quad \text{mit} \quad E_n = -R_{\infty}^H \frac{\mathbf{m}^*}{m_e \epsilon^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (3.13)$$

$$\text{und:} \quad \frac{\hbar^2}{2M^*} \Delta_{\vec{R}} \Phi(\vec{R}) = E_{\vec{R}} \Phi(\vec{R}) \quad \text{mit} \quad E_{\vec{R}} = \frac{\hbar^2 \vec{K}^2}{2M^*} \quad (3.14)$$

Die Gleichung der Relativbewegung stellt ein modifiziertes Wasserstoffproblem dar. Um die Analogie zu verdeutlichen, wurden die Energieeigenwerte  $E_n$  bereits in Abhängigkeit von der Rydbergkonstante des Wasserstoffatoms  $R_{\infty}^H = 13.6 \text{ eV}$  dargestellt. Die Energieniveaus  $E_n$  liegen jedoch merklich dichter als im Wasserstoffatom, da die reduzierte Masse des Exzitons

deutlich geringer als die des Wasserstoffatoms ist ( $m^* \approx 0,1 \cdot m_e$ ) und die gleichzeitig die DK  $e \approx 10$  berücksichtigt werden muß. Die Eigenwerte des Gesamtsystems lassen sich in der Form:

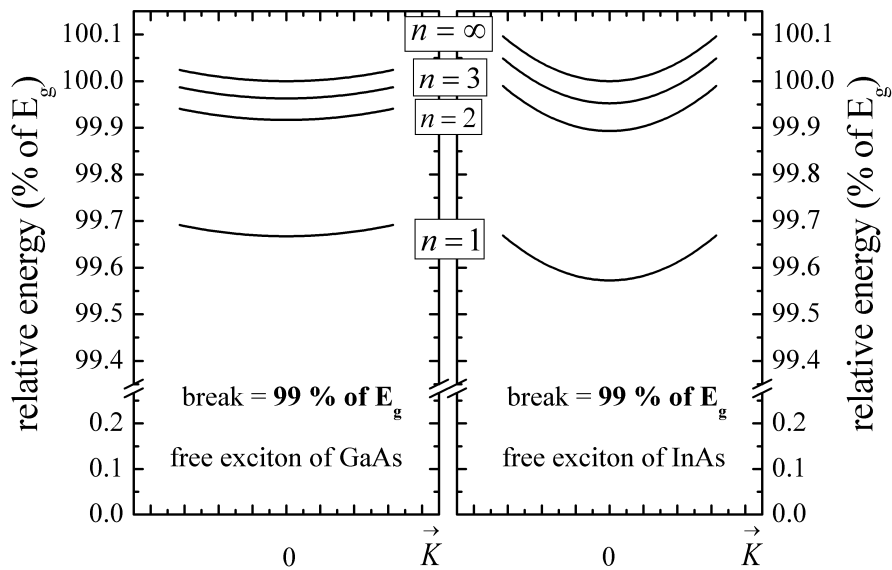
$$E = -R_\infty^H \frac{m^*}{m_e e^2} \cdot \frac{1}{n^2} + \frac{\hbar^2 \vec{K}^2}{2M^*} + E_G \quad (3.15)$$

darstellen.

Unter Verwendung der in Tabelle 3.2 gegebenen Materialparameter von GaAs und InAs kann die Energie des Exzitons berechnet werden. Die Energieverhältnisse sind in Bild 3.8 graphisch dargestellt.

	$E_G$	$m_e^*$	$m_{hh}^*$	$e(0)$	$e(\infty)$	$a$
GaAs	1,43 eV	$0,067 m_e$	$0,50 m_e$	13	11	$5,6532 \cdot 10^{-10} m$
InAs	0,356 eV	$0,027 m_e$	$0,37 m_e$	15	12	$6,0583 \cdot 10^{-10} m$

**Tabelle 3.2** Ausgewählte Parameter der Volumenhalbleiter GaAs und InAs nach [Lan82] bei  $T = 300$  K. Bandabstand und effektive Massen sind für den  $\Gamma$ -Punkt angegeben.



**Bild 3.8** Energie des freien Exzitons in GaAs und InAs. Mit steigendem  $n$  werden, wie gekennzeichnet, Zustände höherer Energie erreicht. Oberhalb von  $n = \infty$  liegen kontinuierliche Zustände.

Außerdem kann analog zum Wasserstoffatom der Bohrradius des Exzitons  $a_B^X$  bestimmt werden.

$$a_B^X = a_B^H \cdot \frac{e m_e}{m^*} \quad (3.16)$$



Dieser wird als effektiver Exzitonenbohrradius bezeichnet. Für GaAs und InAs können auch hier wieder die Parameter aus Tabelle 3.2 verwendet werden. Damit ergeben sich die Radien (mit  $a_B^H = 0,529 \cdot 10^{-10} m$ ) zu:

$$a_{B\text{ GaAs}}^X = 1,16 \cdot 10^{-8} m \quad \text{und:} \quad a_{B\text{ InAs}}^X = 3,15 \cdot 10^{-8} m.$$

Hierbei, wie auch für die Berechnung der Energie des Exzitons, wurde die statische DK  $\epsilon(0)$  verwendet. Dies ist im Hinblick auf die Ausdehnung der Exzitonen verständlich, da hier unabhängig von der verwendeten DK  $\epsilon$  Ausdehnung der Exzitonen von mehreren Gitterkonstanten bestimmt wird. Die Exzitonen in GaAs und InAs sind somit Wannier-Exzitonen. Die relative Bindungsenergie (normiert auf den Bandabstand) ist in InAs größer als in GaAs. Gleichzeitig zeigt das Exziton in InAs einen höheren Anteil der kinetischen Energie an der Gesamtenergie ( $\vec{K} \neq 0$ ) und einen größeren Durchmesser.

Prinzipiell handelt es sich bei Exzitonen um neutrale Quasiteilchen mit einem Dipolmoment, die sich im Volumenhalbleiter bewegen können. Die Orientierung des Dipolmoments der Exzitonen ist entweder senkrecht (transversal) oder parallel (longitudinal) zur Bewegungsrichtung.

### 3.3.2 Lokalisierte Exzitonen

Die vorab beschriebenen Eigenschaften gelten für freie Exzitonen. In den folgenden Unterkapiteln werden die Eigenschaften von gebundenen Exzitonen in Volumenhalbleitern vorgestellt. Durch die Bindung an Störstellen werden die Eigenschaften der Exzitonen beeinflusst. Aus vielfältigen Untersuchungen konnten dabei allgemeine Ansätze zur Beschreibung abgeleitet werden [Ras75].

Aus diesen Betrachtungen können Erwartungen an das Verhalten von Exzitonen in QP formuliert werden. Insbesondere die Lebensdauer und die Ausdehnung der Exzitonen sollen hierbei betrachtet werden.

Der einfachste Fall der Beeinflussung von Exzitonen durch strukturelle Eigenschaften des Halbleiters ist bereits im Volumenmaterial möglich. Er tritt ein, wenn das Exziton an eine Störstelle gebunden ist. Dabei erfolgt eine räumliche Lokalisierung des Exzitons. Die sonst streng gültige Impulserhaltung bei Wechselwirkungen wird abgeschwächt oder aufgehoben. Gleichzeitig liegt eine ungleiche Bindungsstärke für Elektron und Loch vor. Dadurch ergibt sich der Überlapp der Wellenfunktionen der beiden Teilchen indirekt proportional zur Bindungsenergie. Dieses Verhalten wurde bereits in einer Reihe von Arbeiten untersucht. Dabei wurde für eine zunehmende Bindungsenergie eine steigende Lebensdauer beobachtet

[Hen70], [Kud91]. Unter Annahme der Lokalisierung des Exzitons in einem Deltapotential kann auf das Rashbamodell [Ras75], [Hen70] zurückgegriffen werden. Dieses erlaubt, die strahlende Lebensdauer des gebundenen Exzitons mit seiner Bindungsenergie ins Verhältnis zu setzen:

$$t_{\text{strahlend}} = \frac{4,5 \cdot I^2}{n f_{\text{Exziton}}} \frac{V}{8p a_{\text{gebundenes Exziton}}^3} \quad (3.17)$$

$$\text{mit: } a_{\text{gebundenes Exziton}} = \frac{\hbar}{\sqrt{2m_{\text{freies Exziton}} E_{\text{Bindung}}}}$$

Damit ist die strahlende Lebensdauer des gebundenen Exzitons proportional zu  $E_{\text{Bindung}}^{\frac{3}{2}}$ , der dritten Potenz der Wurzel der Bindungsenergie. Weiterhin gehen die emittierte Wellenlänge  $I$ , der Brechungsindex  $n$ , das Volumen  $V$  der Elementarzelle, die Oszillatorstärke  $f_{\text{Exziton}}$  des freien Exzitons und die Masse  $m_{\text{freies Exziton}}$  des freien Exzitons in die Rechnung ein. Auch der Bohrradius  $a_{\text{gebundenes Exziton}}$  des gebundenen Exzitons und seine indirekte Proportionalität zur Wurzel der Exzitonenbindungsenergie ergeben sich unmittelbar. Das beschriebene Verhalten wurde für verschiedene Halbleiter beobachtet und als Hinweis für den ausschließlich strahlenden Zerfall des gebundenen Exzitons gewertet [Hei92].

Bei schwach gebundenen Exzitonen treten Abweichungen des theoretisch vorhergesagten Zusammenhangs auf. Dies wird im Allgemeinen auf die Näherung des Potentials mit einem Deltapotential zurückgeführt. Andere Potentiale liefern in diesem Bereich bessere Ergebnisse [Lum96].

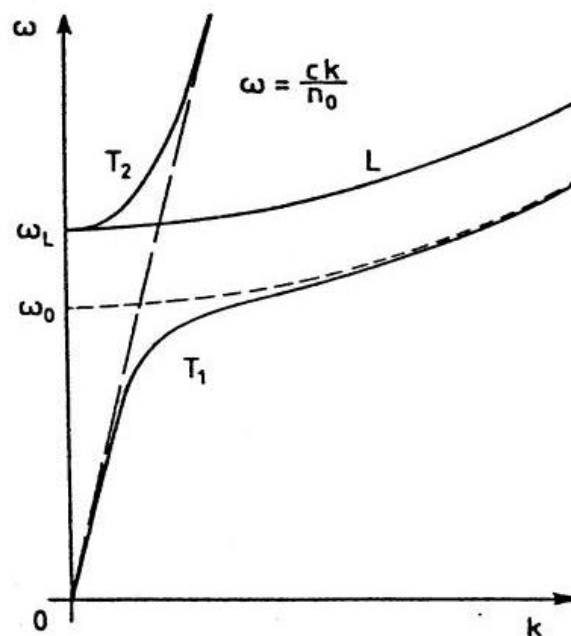
Wie bereits dargelegt, liefert die Berechnung der InAs/GaAs QP elektronische Zustände, deren Symmetrie im Vergleich zum Volumenhalbleiter erniedrigt ist. Die für gebundene Exzitonen im Volumenhalbleiter gefundenen Gesetzmäßigkeiten können daher nur einen ersten Anhaltspunkt für das erwartete Verhalten von Exzitonen in QP liefern.

Führt man die Coulomb-Wechselwirkung in die Beschreibung der QP ein, erfolgt eine Verschiebung der Energieniveaus und eine Beeinflussung der Wellenfunktionen der Ladungsträger. Wie in [Sti01] gezeigt wird, liegt dieser Beitrag für den Grundzustand im Bereich von  $\sim 20$  meV. Er ist damit klein im Vergleich zur Lokalisierungsenergie. Die zur Auswertung der Experimente herangezogenen Rechnungen berücksichtigen diesen Beitrag.

### 3.3.3 Die Wechselwirkung von Photonen und Exzitonen - das exzitonische Polariton

Für Absorptionsprozesse und Emissionsprozesse kann die Kopplung zwischen Exzitonen und Photonen nicht vernachlässigt werden. Dies äußert sich in der Schrödingergleichung in einer Lösung, die weder dem Exziton noch dem Photon eindeutig zugeordnet werden kann. Daher wurde zur Beschreibung dieses Phänomens im Volumenhalbleiter das Konzept des exzitonischen Polaritons entwickelt. Anhand dieses Modells sollen die Relaxation und Rekombination erläutert werden. Von besonderem Interesse ist hier der Effekt der unterdrückten Relaxation.

In Halbleitern werden exzitonische Polaritonen unterschiedlicher Energie beobachtet. Daher wird eine Unterteilung entsprechend der Frequenz vorgenommen. Ist die Energie des exzitonischen Polaritons hinreichend weit von einer Resonanz entfernt, so breitet es sich wie eine elektromagnetische Welle im Halbleiter aus. Dies wird durch die asymptotische Annäherung der Dispersion des exzitonischen Polaritons an die Lichtgerade für kleine und große Frequenzen charakterisiert. Für Große Impulse des Polaritons ist eine asymptotische Annäherung an die Dispersion des Exzitons zu verzeichnen. Die Dispersionsrelation des Polaritons nach [Ros82] ist in Bild 3.9 dargestellt.



**Bild 3.9** Dispersion des exzitonischen Polaritons nach [Ros82]. Mit  $\omega = ck/n$  ist die Lichtgerade im Medium eingezeichnet. Der longitudinale Zweig L der Polaritonendispersion zeigt keine signifikante Wechselwirkung mit Photonen. Die transversalen Polaritonenzweige  $T_1$  und  $T_2$  nähern sich oberhalb der Resonanz  $\omega_L$  beziehungsweise unterhalb von  $\omega_0$  asymptotisch an die Lichtgerade an. Für große Impulse nähert sich die Dispersion des Zweiges  $T_1$  der Dispersion der Exzitonen.

Im Folgenden soll die Relaxation des exzitonischen Polaritons  $T_1$  diskutiert werden. Für Polaritonen dieses Zweiges ist, sofern sie einen großem Impuls haben, über die Wechselwirkung mit akustischen Phononen (kleine Frequenz und hoher Impuls) eine effiziente Relaxation möglich. Dieser Prozeß kann auf Grund der notwendigen Energie- und Impulserhaltung nahe  $\omega_o$  nicht mehr stattfinden, da hier ein stetig größer werdender Energiebetrag mit dem gleichen Impulsübertrag verbunden ist. Daher tritt die nicht so effiziente Relaxation über optische Phononen (vorwiegend LO-Phononen) in den Vordergrund. Die Relaxation unter Beteiligung akustischer Phononen ist jedoch deutlich effizienter. Daher spricht man von einer unterdrückten Relaxation über LO-Phononen, dem sogenannten Phonon-Flaschenhals (*engl.: phonon bottleneck*).

### 3.4 Relaxation und Rekombination elektronischer Anregungen

Ein elektronischer Zustand eines Festkörpers wird durch die entsprechende Wellenfunktion beschrieben. Relaxation und Rekombination charakterisieren Wechselwirkungen, die eine Veränderung des Ausgangszustands zur Folge haben. Der neue Zustand wird immer durch eine andere Phase und teilweise durch eine andere Energie charakterisiert. Daher werden die Wechselwirkungen in energieerhaltende (ausschließliche Veränderung der Phase) und energieverändernde Prozesse untergliedert. Eine Relaxation der Energie ist stets mit einer Phasenveränderung verbunden. Im Folgenden werden deshalb Phasen- und Energielaxation getrennt betrachtet.

#### 3.4.1 Die Phasenrelaxation

Die Veränderung der Phase wird durch die charakteristische Phasenrelaxationszeit  $T_2$  beschrieben. Diese spiegelt den Zerfall der makroskopischen Polarisation wider. Sie ist mit der energetischen Unschärfe des Zustands verknüpft und beschreibt über:

$$\Delta E = \frac{h}{pT_2} \quad (3.18)$$

die homogene Linienbreite der beobachteten Emission. Die Relaxation der Phase ist durch die Energielaxation limitiert. Um ausschließlich den Verlust der Phase zu beschreiben wird  $T_2'$  eingeführt. Es ist stets:

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{2T_1} + \frac{1}{T_2'} \quad (3.19)$$

Anschaulich soll der Faktor 2 hier über die Identität von inkohärenter (das heißt spontaner) und kohärenter Emission eines rein strahlungsgedämpften Zustandes ( $T_2' \rightarrow \infty$ ) plausibel gemacht werden. Die inkohärente Emission wird durch eine exponentielle Abnahme der Anfangsbesetzung wiedergegeben. Der kohärente Zerfall ist dem gegenüber durch seine quadratische Abhängigkeit von der Polarisation gekennzeichnet. Diese unterliegt einer exponentiellen Abnahme über der Zeit.

$$I_{\text{inkohärent}} = I(t=0) \cdot e^{-\frac{t}{T_1}} \quad I_{\text{kohärent}} \sim |P(t)|^2 \quad |P(t)|^2 = \left| P(t=0) \cdot e^{-\frac{t}{T_2}} \right|^2 = P^2(t=0) \cdot e^{-\frac{2t}{T_2}}$$

Mit  $I_{\text{inkohärent}} = I_{\text{kohärent}}$  folgt wegen der reinen Strahlungsdämpfung:

$$e^{-\frac{2t}{T_2}} \sim e^{-\frac{t}{T_1}} \quad \text{oder:} \quad 2 T_1 = T_2 \quad (3.20)$$

### 3.4.2 Die Energierelaxation

Die Relaxation der Anregungsenergie elektronischer Zustände erfolgt mit der Zeitkonstante  $T_1$  und kann aus phänomenologischer Sicht in strahlende und nichtstrahlende Prozesse untergliedert werden. Die strahlende Relaxation ist stets mit der Emission von elektromagnetischen Wellen verknüpft. Ein Teil der Gesamtenergie kann hierbei auch über nichtstrahlende Prozesse abgegeben werden. Bei der nichtstrahlenden Relaxation wird die Energie des angeregten elektronischen Zustands vollständig zur Anregung anderer Teilchen beziehungsweise Quasiteilchen verwendet. Prominenteste Beispiele sind hier die Erzeugung von Phononen und der Energietransfer. Im Allgemeinen tragen strahlende und nichtstrahlende Relaxation zur exponentiellen Abnahme der Besetzung des angeregten Zustands bei. Die Lebensdauer  $t_{\text{gesamt}}$  eines Zustandes (identisch mit der Zeit  $T_1$  der Energierelaxation) ist somit durch:

$$\frac{1}{t_{\text{gesamt}}} = \frac{1}{t_{\text{strahlend}}} + \frac{1}{t_{\text{nichtstrahlend}}} \quad \text{mit:} \quad \frac{1}{t_{\text{gesamt}}} = \frac{1}{T_1} \quad (3.21)$$

gegeben. Die reziproke Lebensdauer wird auch als Übergangswahrscheinlichkeit bezeichnet und ist über:

$$\frac{1}{t_i} = w_i \quad (3.22)$$

definiert. Der Anteil von strahlenden und nichtstrahlenden Prozessen ist charakteristisch für das jeweils betrachtete System. Dabei sind neben dem betrachteten Übergang weitere Parameter wie Temperatur, Störstellendichte und Ladungsträgerkonzentration von entscheidender Bedeutung. Als Maß für den Anteil der strahlenden Relaxation wird die Quantenausbeute  $h$  eingeführt:

$$h = \frac{w_{\text{strahlend}}}{w_{\text{strahlend}} + w_{\text{nichtstrahlend}}} \quad (3.23)$$

Die Quantenausbeute beschreibt das Verhältnis von strahlender zur gesamten Relaxationswahrscheinlichkeit.

## 4 Experimenteller Aufbau

### 4.1 Anregungsquellen und Lasersysteme

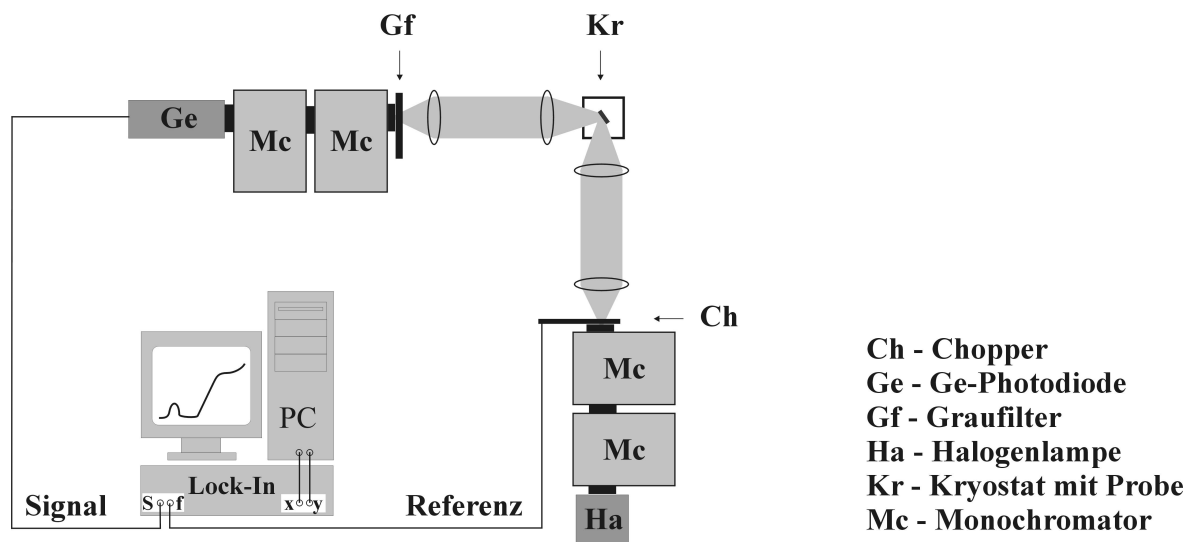
Die in einer Ebene angeordneten Quantenpunkte (QP) weisen eine geringe Volumendichte auf. Bereits bei geringen Anregungsdichten werden dadurch (bei der entsprechenden Anregungswellenlänge) in der umgebenden Barriere mehr Ladungsträger(paare) generiert als Strukturen vorhanden sind. Die geringen Abmessungen der in dieser Arbeit untersuchten QP (Durchmesser kleiner als der Exzitonenbohreradius) lassen eine starke Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Ladungsträgern im QP erwarten. Für die unterschiedliche Besetzung von QP ist somit eine Veränderung der Energiezustände zu erwarten, die prinzipiell als ein anderes nulldimensionales System beschrieben werden muß. Ziel bei den vorliegenden Untersuchungen war deshalb die gezielte Präparation eines neutralen QP mit einem Exziton in den Experimenten. Dazu wurden vorhandene Anregungsquellen mit verschiedenen Wellenlängen und Leistungsdichten verwendet. Weiterführend erfolgte mit der vorhandenen Ausstattung die Festlegung von Parametern, denen ein resonant anregendes Pulslasersystem genügen muß. Ein entsprechendes System (bestehend aus Ti:Saphir Laser und Optisch Parametrischem Oszillator) wurde aufgebaut und in den resonanten, zeitaufgelösten Experimente erfolgreich eingesetzt. Die Besetzung der Strukturen mit je einem Elektron und Loch im QP wurde erzeugt und die beim strahlenden Zerfall generierten Photonen nachgewiesen.

#### 4.1.1 Lampe mit Monochromator

In Experimenten mit geringer Anregungsdichte wurde als Anregungsquelle eine Halogenlampe verwendet, von deren Emission mittels eines Monochromators ein geringer Spektralbereich ausgewählt wurde. Dieser Aufbau zeichnet sich durch eine geringe Anregungsleistung aus, die für eine großflächige Anregung der Probe verwendet wurde. Dadurch ist gewährleistet, daß wenige Ladungsträger oder Exzitonen im Vergleich zur Anzahl der vorhandenen QP generiert werden. Die Beschreibung der beobachteten Phänomene kann somit im Bild eines Exzitons im QP erfolgen. Die Selektion der Anregungswellenlänge erlaubt darüber hinaus, die Exzitonen oder Ladungsträger definiert innerhalb der QP, der Benetzungsschicht (BS) oder der Barriere zu erzeugen.

Mit dieser Anregungsquelle können somit die Übergangsenergien eines QP, der mit einem Exziton beladen ist, bestimmt werden. Besonders erfolgreich wurde diese Anregungsquelle in

den PLE Messungen eingesetzt. Dabei wurde die Absorption von wachstumsbedingt leeren QP vermessen. Die von den QP detektierte Emission (meist die des Grundzustandsüberganges) resultiert dabei von höherenergetisch generierten Ladungsträgern oder Exzitonen, die vor ihrer strahlenden Rekombination in den Grundzustand relaxiert sind. Diese kontinuierlich und mit geringer Anregungsleistung arbeitende Quelle erlaubt jedoch weder die Untersuchungen von Vielteilchen Phänomenen noch Aussagen über die Dynamik der in der QP ablaufenden Prozesse. Größter Vorteil dieser Anregungsquelle ist der sehr große Spektralbereich, in dem eine kontinuierliche Abstimmung erreicht werden kann. Der Aufbau der PL-Anregungsmessungen (PLE) ist in Bild 4.1 dargestellt. Die Anregung erfolgt mit der Kombination Halogenlampe mit Monochromator.



**Bild 4.1** Aufbau der Photolumineszenzanregungsmessungen. Im Bild ist die Anregungsquelle Lampe mit Monochromator (hier Doppelmonochromator) dargestellt. Auf Grund des hohen Rauschens des Detektors wurden die Messungen mit Lock-In Technik durchgeführt. Die Graufilter im Nachweis erlauben die Aufnahme der Spektren mit einer höheren Dynamik.

#### 4.1.2 Kontinuierlicher Argonionenlaser

Erste Informationen über höherenergetische Übergänge in den QP wurden in Hochanregungsexperimenten mit einem Argonionenlaser (488 und 514 nm , < 5 W , CW) gewonnen. Durch die Fokussierung dieser Anregung konnten Leistungsdichten von bis zu  $5 \text{ kW/cm}^2$  erreicht werden. Entsprechend den zur Verfügung stehenden Wellenlängen des Lasers wurden in dem die Quantenpunkte umgebenden Barriere Ladungsträger erzeugt, die in die nulldimensionalen (0D) Strukturen relaxieren. Ursächlich für die Auffüllung der höherenergetischen Zustände ist die im Vergleich zur Rekombination aus dem Grundzustand schnelle Relaxation in die und innerhalb der QP. Der ‚Goldenen Regel‘ von Fermi folgend



werden in dieser Situation zunächst die energetisch günstigsten Niveaus der QP aufgefüllt. Bei einem Überangebot von Ladungsträgern (mehrere Ladungsträgerpaare pro QP) erfolgt die sukzessive Auffüllung höherenergetischer Zustände, da die energetisch günstigeren Zustände keine Ladungsträger mehr aufnehmen können. Die kontinuierliche Anregung führt zu einem Gleichgewichtszustand, der durch die Emission des Grundzustandsüberganges und zusätzlich angeregter Übergänge gekennzeichnet ist. Wegen der verfügbaren Laserlinien war mit diesem System lediglich eine nicht resonante Anregung der QP möglich.

#### 4.1.3 Gepulste Anregungsquellen

Während die oben angeführten Anregungsquellen eine Charakterisierung der beteiligten Übergangsenergien erlauben, sind sie für dynamische Untersuchungen nur begrenzt geeignet. Die kontinuierliche Emission kann nur im Bereich von einigen Millisekunden bis Mikrosekunden moduliert werden. Dies ist auf die notwendige externe Modulierung zurückzuführen. Im Vergleich zu den intrinsischen Lebensdauern von Exzitonen in QP sind diese Zeiten lang. Die dynamischen Untersuchungen erfordern eine im Vergleich zu charakteristischen Systemzeiten kurzzeitige Anregung, nach der das System sich selbst überlassen wird. Dafür wurden in der vorliegenden Arbeit Puls laser verwendet.

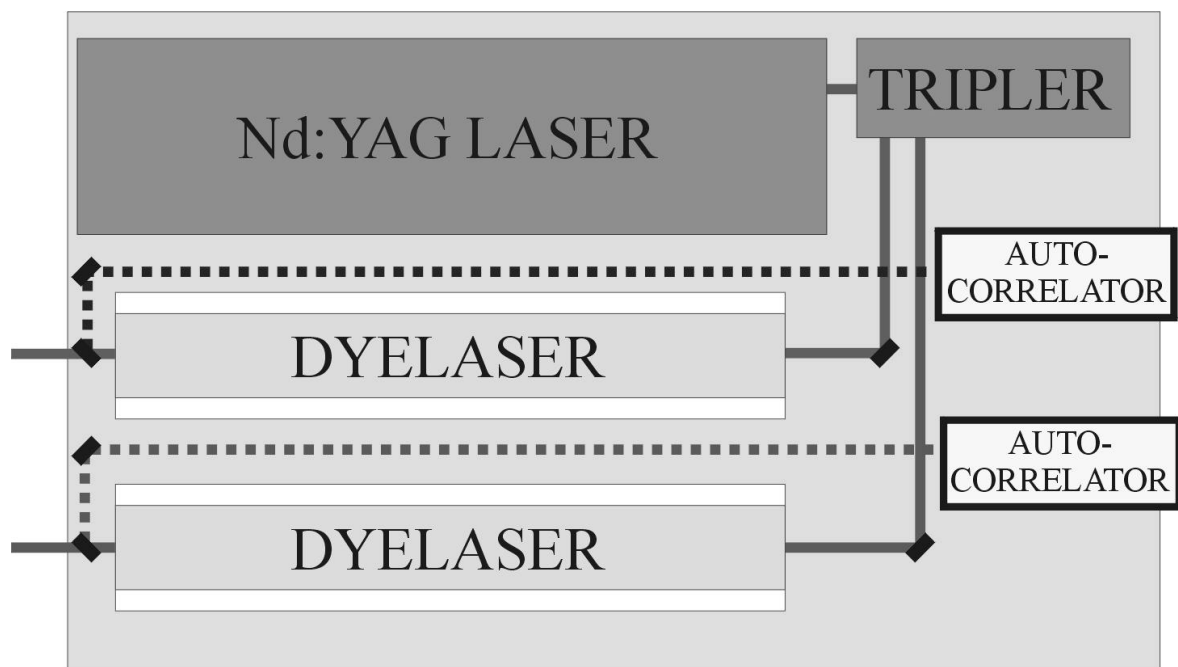
##### 4.1.3.1 Das Farbstofflasersystem

Bei der Laserquelle, mit der die höchsten Anregungsdichten erreicht werden konnten, handelt es sich um ein Farbstofflasersystem. Der Pumplaser dieses Systems ist ein Nd:YAG Laser (1064 nm , < 28 W , 76 MHz , 100 ps Pulse) der zum Pumpen der Farbstoffe extern frequenzverdoppelt (532 nm , > 5 W , 76 MHz , ~ 80 ps Pulse) und frequenzverdreifacht (355 nm , < 2 W , 76 MHz , < 80 ps Pulse) wird. Die Pulserzeugung erfolgt über einen Modelocker mit Festfrequenz. Der Anpassung zwischen der Modelockerfrequenz und der Umlaufzeit des Laserpulses im Resonator erfolgt über die Wahl der geeigneten Resonatorlänge. Das System pumpt Farbstoffe im Bereich von 400 - 960 nm.

Diese Wellenlängen erlauben die Anregung von Ladungsträgern oder Exzitonen in der die QP umgebenden Barriere, in der Benetzungsschicht (BS) und in den höher angeregten Übergängen der QP. Eine Anregung der niederenergetischen Übergänge ist nicht möglich.

Durch das spezielle Resonatordesign der Farbstofflaser, das sich durch einen geschlossenen Resonator und eine Auskopplung der Laserstrahlung über einen akustooptischen Modulator auszeichnet, ist die Repetitionsrate zwischen 76 MHz und Einzelschuß wählbar. Die Anwendung des Prinzips des ‚Synchronen Pumpens‘ erlaubt eine Reduzierung der Pulsbreite

auf  $\sim 3$  ps. Der Vorteil dieses Systems liegt speziell in der variablen Repetitionsrate, die eine Anpassung der Anregungsfrequenz an die zu untersuchenden Lebensdauern erlaubt. Typische Werte für den Betrieb der Farbstoffe waren 570 nm,  $\sim 300$  mW, 3,8 MHz,  $\sim 3$  ps Pulse. Alle Laser dieses Systems verfügen nicht über dispersive Elemente im Resonator. Die erzeugten kurzen Pulse sind wegen der Rotverschiebung (die Ausbreitung des spektral breiten Pulses im Resonator führt zu einem zeitlichen Auseinanderlaufen desselben) nicht in ihrer Bandbreite limitiert. Die Erhaltung der Pulslänge wird über die Verstärkungsmechanismen erreicht und führt zu einer spektralen Verbreiterung der Laserstrahlung. Das System ist in Bild 4.2 schematisch skizziert.



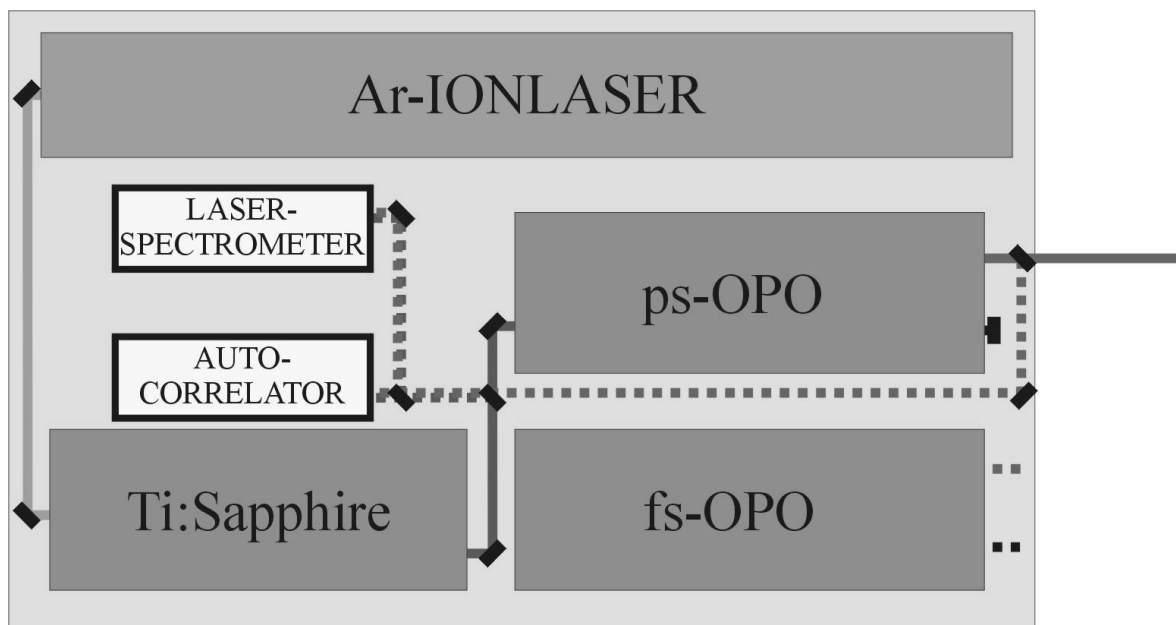
**Bild 4.2** Aufbau der Experimentierplatte mit dem Farbstofflaser-System. Der Nd:YAG-Laser (fundamentale Wellenlänge 1064 nm) verfügt über eine im Laserkopf integrierte Frequenzverdopplung (532 nm). Die fundamentale Wellenlänge und die Frequenzverdopplung werden im Tripler zur Erzeugung der Summenfrequenz (355 nm) verwendet. Die Farbstofflaser können mit 532 nm und 355 nm gepumpt werden. Sie liefern Pulse einer variablen Frequenz im Bereich von 400-960 nm. Die Pulsbreite wird kontinuierlich über je einen zugeordneten Autokorrelator überwacht.

Erste Untersuchungen an den QP zeigten Lebensdauern des Grundzustandsüberganges der QP im Bereich von  $< 1$  ns. Um resonante und zeitaufgelöste Untersuchungen an den Strukturen durchführen zu können, ist somit eine Anregungsquelle der entsprechenden Energie mit Pulsen einer Halbwertsbreite klein gegen 1 ns notwendig. Gleichzeitig muß eine Wiederholrate von  $> 7$  ns realisiert werden. Die Wiederholrate ist dann so bemessen, daß die vom vorhergehenden Puls angeregte PL auf mindestens  $e^{-7} \approx 0,0009$  abgeklungen ist. Die verbleibende PL ist dann mit  $< 0,1$  % der Anfangsintensität vernachlässigbar.

Dadurch wurde der Aufbau einer Laserquelle mit einer festen Frequenz von 80 MHz motiviert. Die Repetitionsrate dieses Systems liegt bei 12,5 ns und übertrifft den notwendigen Pulsabstand damit fast um das Doppelte.

#### 4.1.3.2 Ti:Saphir Laser und Optisch Parametrische Oszillatoren

Um resonante Experimente an technologisch interessanten InGaAs/GaAs Quantenpunkten (Grundzustandsübergang bei 300 K  $\sim$  1300 nm) durchführen zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein ps und fs Lasersystem aufgebaut, das im Bereich von 700 - 3000 nm arbeitet. Das System arbeitet bei einer Festfrequenz von 80 MHz. Als Pumplaser wurde zunächst ein Ar<sup>+</sup>-laser (450 – 514 nm , < 16 W , CW) verwendet, den später ein diodengepumpter Festkörperlaser (532 nm , < 10 W , CW) ersetzte. Herzstück der Anlage bildet ein Ti:Saphir Laser (690 - 1100 nm , < 4 W , CW und 80 MHz , < 50 fs -  $\sim$  2 ps Pulse). Der Ti:Saphir Laser wurde einerseits direkt als Anregungsquelle genutzt, kam andererseits aber auch als Pumplaser für die Optisch Parametrischen Oszillatoren (OPO) zum Einsatz. Der Aufbau ist in Bild 4.3 skizziert.



**Bild 4.3** Aufbau der Experimentierplatte des Infrarotlasersystems. Der Argonionenlaser (alle Linien, 450-514 nm) pumpt kontinuierlich den Ti:Saphir Laser (690-1000 nm). Dieser kann in der vorliegenden Version kontinuierlich und gepulst (ps oder fs) arbeiten. Auf Grund der unterschiedlichen Pulsenergien im ps- und fs- Betrieb sowie der notwendigen spektralen Kompensation bei letzterem wurden 2 verschiedene OPO-Systeme aufgebaut. Das System mit den höheren Anforderungen an Pumpleistung und Strahlqualität wurde so platziert, daß der Pumpstrahl nicht umgelenkt werden muß. Um eine hohe Stabilität des ps-OPO Systems zu gewährleisten wurden die spektrale Position und Halbwertsbreite der Laser sowie die Pulsform des Ti:Saphir Lasers kontinuierlich überwacht. Für Wellenlängen < 1130 nm konnte auch die zeitliche Veränderung der Autokorrelation des OPO verfolgt werden.

Im Gegensatz zum Farbstofflasersystem verfügt der Ti:Saphir über eine Kompensation der Rotverschiebung. Im fs Modus erfolgt die Kompensation über eine Prismensequenz, die verschiedene Wegstrecken für die unterschiedlichen Pulsanteile realisiert. Im ps Regime kommt ein Gires-Tournois-Interferometer zum Einsatz, das über zeitliche Interferenz die Kompensation der Laufzeitunterschiede realisiert.

Das Anschwingen des Pulsbetriebs wird analog zum Nd:YAG-Laser speziell im ps-Betrieb durch einen Modelocker realisiert. Nach dem Anschwingen des Pulsbetriebs wird dieser über das Self-Phase-Modelocking des Ti:Saphir Kristalles erhalten. Bei diesem Prozeß wird der feldabhängige Brechungsindex des aktiven Mediums ausgenutzt, der zu einer intensitätsabhängigen Strahlführung im Resonator führt. Die Justage des Resonators wird dann so durchgeführt, daß die Resonanzbedingung für den umlaufenden Puls erfüllt wird. Dies ist auf Grund der Laufzeitkompensation für die verschiedenen Wellenlängen im Resonator möglich. Die Ausnutzung dieser Techniken erlaubt die Erzeugung nahezu bandbreitenlimitierter fs oder ps Pulse.

## 4.2 Photolumineszenzaufbauten

### 4.2.1 Zeitintegrierte Photolumineszenz

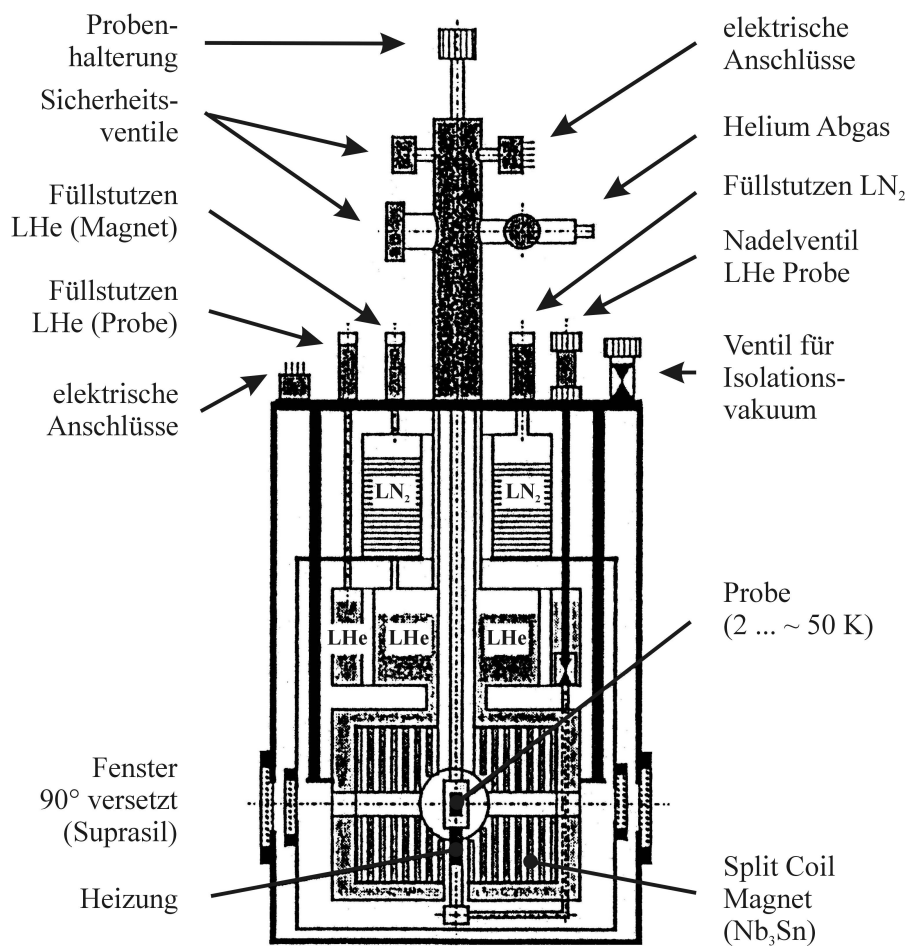
Die Anregung in zeitintegrierten wellenlängenselektiven Messungen erfolgte mittels der oben dargestellten Anregungsquellen. Das von der Probe emittierte Licht wurde mittels einer zweistufigen Abbildung (typisch: eine Sammellinse großer Apertur mit  $f = 50$  mm in  $\sim 50$  mm Entfernung von der Probe und eine an den Öffnungswinkel des jeweiligen Monochromators angepaßten Einkoppellinse) in den spektral auflösenden Nachweis eingekoppelt. Die verwendeten Monochromatoren wurden je nach Anforderung ausgewählt. Für hochauflösende Experimente stand ein additives Doppelspektrometer (SPEX,  $f = 0,75$  m, Blazewellenlängen 500 nm mit einer Auflösung  $> 0,008$  nm und 1600 nm mit einer Auflösung  $> 0,016$  nm) zur Verfügung. In den zeitaufgelösten Experimenten wurde ein subtraktiv arbeitendes Doppelspektrometer (McPherson,  $f = 0,35$  m, Blazewellenlängen 500 nm mit einer Auflösung  $> 0,05$  nm und 1250 nm mit einer Auflösung  $> 0,1$  nm) verwendet.

Der Nachweis der zeitlich integrierten Photolumineszenz erfolgte alternativ mit einer Stickstoff gekühlten Germaniumdiode oder mit einer bei 300 K arbeitenden InGaAs Diode, die speziell für 2-Strahl-Experimente entworfen und gebaut wurde. Bei allen zeitintegrierten Messungen wurde Lock-In Technik angewendet, um ein optimales Signal-Rausch Verhältnis zu gewährleisten.

Die spektrale Empfindlichkeit des Nachweises wurde mit einem Schwarzstrahler definierter Temperatur bestimmt und bei der Auswertung der Messungen berücksichtigt. Die energetische Kalibrierung der Messungen erfolgte mittels Spektrallampen, deren bekannte Emissionslinien mit dem Setup vermessen wurden.

#### 4.2.2 Magnetolumineszenz

Zur Bestimmung von Symmetrien der beobachteten Übergänge wurden ausgewählte Proben in einem von I. Broser und H. Perls konzipierten Magnetkryostaten untersucht. Das magnetische Feld konnte in diesem Aufbau in Voigt- und Faraday-Konfiguration mit bis zu 15 T eingestellt werden. Die Aufspaltung und Verschiebung der Photolumineszenz erlaubt die Bestimmung von Entartung, g-Faktoren und diamagnetischer Verschiebung der beteiligten Übergänge. Der Aufbau des Magneten ist in Bild 4.4 skizziert.



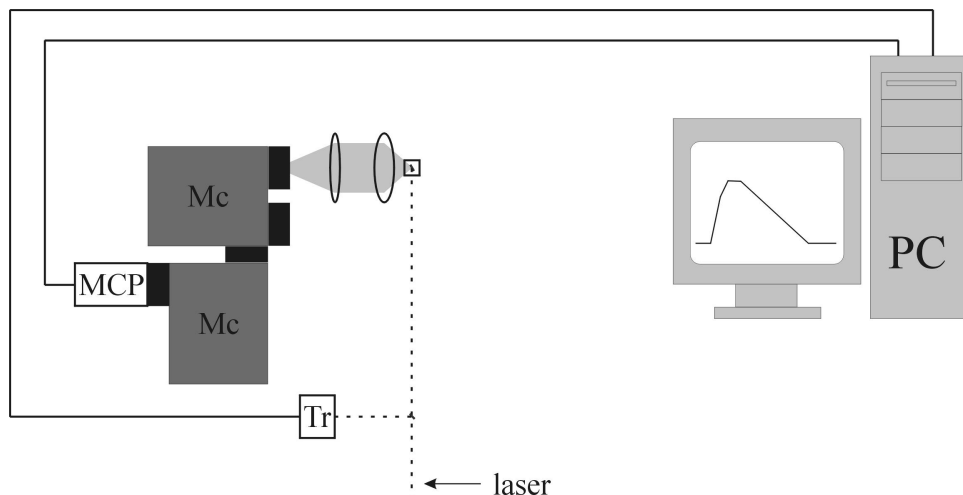
**Bild 4.4** Schematische Darstellung des Magnetkryostaten nach [Hei92b]. Der „Spilt Coil“ Aufbau der supraleitenden Spule ermöglicht Messungen in Voigt- und Faradaykonfiguration bei Magnetfeldern bis zu 15 Tesla. Auf Grund der getrennten Helium-Systeme von Spule und Probe kann eine variable Proben temperatur eingestellt werden, die mit einem Allen-Bradley-Widerstand gemessen wird.

### 4.2.3 Zeitaufgelöste Photolumineszenz

Die zeitaufgelöste Lumineszenz erlaubt die Bestimmung von Rekombinations- und Relaxationszeiten. Durch die Wahl von Nachweisenergie und Überschußenergie (Differenz zwischen Anregungs- und Nachweisenergie) können gezielt die dynamischen Eigenschaften der untersuchten Systeme analysiert werden. Zeitaufgelöste Spektroskopie wurde in der vorliegenden Arbeit im Rahmen von Einzelphotonenzählen (*engl.: Single-Photon-Counting - SPC*) und mittels Pump-und-Probe Technik realisiert.

#### 4.2.3.1 Einzelphotonenzählen

Für das Photonenzählen wurde ein wellenlängenselektiver Lumineszenzaufbau verwendet, der in Bild 4.5 dargestellt ist.



**Bild 4.5** Aufbau zum Photonenzählen. Vom anregenden gepulsten Laser wird ein Teilstrahl zur Triggerdiode (Tr) umgelenkt. Die Laserpulse induzieren eine Widerstandsänderung der vorgespannten Diode, die in einen Spannungspuls gewandelt wird und einen festen Referenzzeitpunkt zur Anregung der Probe liefert. Der Laser regt die Probe an und die erzeugte PL wird unter Verwendung der Monochromatoren (Mc) spektral selektiert auf den Detektor gelenkt. Der MCP-Detektor (*engl.: Multi-Channel-Plate - MCP*) wandelt eintreffende Photonen in einen Stromimpuls um, der von einem angeschlossenen Verstärker in einen Spannungspuls transformiert werden. Die aufgenommen Paare von Pulsen werden zur Zeitantwort der beobachteten PL zusammengesetzt.

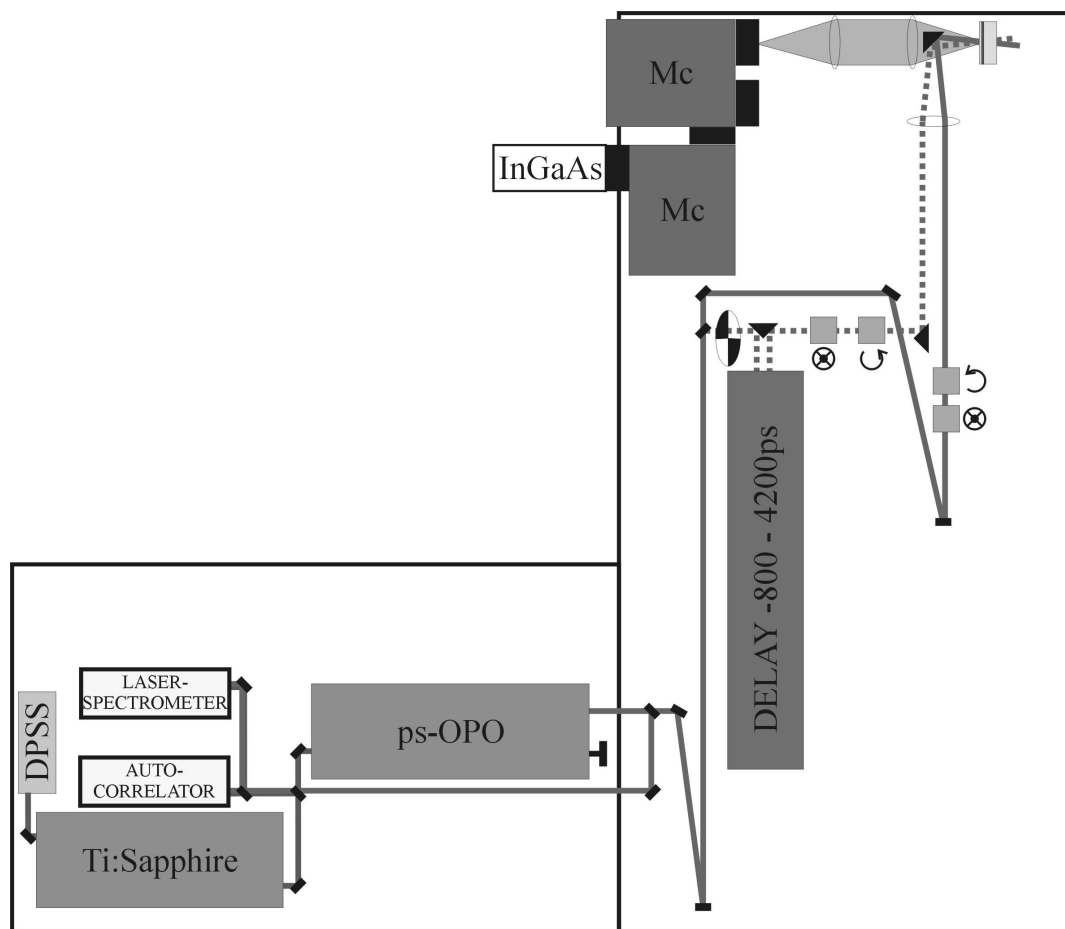
Der Standardaufbau zur PL Messung wird um einen Referenzstrahlengang mit einer Triggerdiode erweitert und mit einem schnellen Detektor (ein Multi-Channel-Plate kurz MCP) im Nachweis ausgestattet. Als dispersives Element kommt ein subtraktives Gitterspektrometer zum Einsatz, da es die Zeitauflösung des Aufbaus nicht beeinträchtigt. Damit konnte die Dynamik der PL an definierten spektralen Positionen nachgewiesen werden, so daß neben der zeitabhängigen Information eine Identifikation der beobachteten Übergänge möglich war. Die Anregung erfolgte mit einem gepulsten Laser. Der Laserstrahl wird vor der Anregung der

Probe aufgeteilt. Damit stehen ein Referenzpuls und ein Anregungspuls zur Verfügung, die zeitlich korreliert sind. Der Referenzpuls wird über die Triggerdiode in einen elektrischen Puls gewandelt und steht als Zeitreferenz zur Verfügung. Der Anregungspuls wird zur Erzeugung der zu untersuchenden PL verwendet. Das PL-Signal wird vom MCP detektiert und steht als ein elektrischer Puls pro optischem Ereignis zur Verfügung. Wird nun die Anzahl der detektierten PL Pulse auf 1:1000 der anregenden Pulse oder weniger reduziert, werden statistisch PL Ereignisse nachgewiesen. Das geringe Verhältnis von nachgewiesenen zu anregenden Pulsen sichert hierbei eine verschwindend geringe Wahrscheinlichkeit, zwei PL Ereignisse zu einem Anregungspuls zu erhalten. Dies ist notwendig, da elektrisch nur ein Signalpuls pro Anregungspuls ausgewertet werden kann. Die Wahrscheinlichkeit eines Ereignisses in einem bestimmten Zeitfenster nach der Anregung wird hierbei durch die emittierte PL in diesem Intervall bestimmt. Die Integration über ausreichend viele Ereignisse bildet demzufolge das Zeitverhalten der PL in Echtzeit ab. Die Zeitkalibrierung der Apparatur erfolgt hier über den Nachweis des anregenden Lasers. Dieser war mit einer Halbwertsbreite von 1 - 3 ps deutlich kürzer als die optimierte elektronische Antwort des Nachweises von  $\sim 18$  ps.

#### 4.2.3.2 Pump und Probe Technik

Im Gegensatz zur direkten Zeitmessung mit der SPC-Technik, bei der die Zeitauflösung im Wesentlichen durch die Charakteristik des Detektors bestimmt wird, erfolgt die Zeitmessung im 2-Strahl-Experiment indirekt unter Ausnutzung der Laufzeitunterschiede der Teilstrahlen auf verschiedenen langen Wegstrecken.

In den vorliegenden Messungen wurde ein Laserstrahl durch einen Strahlteiler aufgeteilt. Dadurch ergibt sich eine feste Zeitbeziehung der Teilstrahlen. Im Weg des Probestrahls wurde eine veränderbare Wegstrecke integriert, die es erlaubt den Probestrahl gegenüber dem Pumpstrahl derart zu verschieben, dass dieser im Bereich von 800 ps vor bis 4200 ps nach dem Pumpstrahl die Probe trifft. Die Teilstrahlen wurden unabhängig von einander polarisiert. Zusätzlich wurde der Probestrahl periodisch unterbrochen, um nur die durch den Probestrahl generierte PL mittels Lock-In Technik aus dem Gesamtsignal filtern zu können. Das von der Probe emittierte Licht wurde über eine Abbildung und ein Spektrometer auf eine Photodiode gelenkt und im Lock-In Verfahren analysiert. Der Aufbau ermöglicht die Aufnahme von PL Spektren bei gleichzeitiger Zusatzbestrahlung und die Aufnahme von Transienten bei einer festen Übergangsenergie. Der verwendete Aufbau ist in Bild 4.6 dargestellt.



**Bild 4.6** Aufbau für die 2-Strahl-Messungen. Der resonante und gepulste Laser wird in die zwei Teilstrahlen Pump und Probe aufgeteilt. Die Teilstrahlen werden unabhängig voneinander linear oder zirkular polarisiert und mit einem variablen Zeitversatz auf die Probe fokussiert. Um die durch den Probestrahl erzeugte PL unabhängig von der durch den Pumpstrahl erzeugten nachweisen zu können, wird der Probestrahl mit einer festen Frequenz moduliert und der periodische Anteil der PL mittels Lock-In Technik separat analysiert. Auf der Probe wurde eine Lochblende mit 100  $\mu\text{m}$  Durchmesser montiert. Da die Blende nur geringfügig größer als die Foki der Laserstrahlen ist, kann hierdurch ein konstanter Überlapp der Teilstrahlen gewährleistet werden. Gleichzeitig ist ein festes Ensemble von QP ausgewählt, das reproduzierbar untersucht werden kann.



### 4.3 Untersuchungsbedingungen

Die Proben wurden standardmäßig in einem He Bad Kryostaten bei 2 K charakterisiert. Weiterhin stand ein He Durchflußkryostat mit einstellbarer Probentemperatur zwischen 5 und 300 K zur Verfügung. Die variable Probentemperatur wurde zur Identifikation der Relaxationamechanismen verwendet.

Der verwendete Magnetkryostat erlaubt Messungen bei 2 bis ~ 50 K in Voigt- (Nachweis der PL senkrecht zum Magnetfeld) und Faraday- (Nachweis der PL parallel zum Magnetfeld) Konfiguration. Durch einen Einsatz mit einem Linsenpaar ( $f = 30$  mm, 30 mm von der Probe entfernt) können auch hier hohe Anregungsdichten erreicht werden. Die Proben können im Kryostat bei Magnetfeldern bis zu 15 T untersucht werden.

### 4.4 Auswertung der Meßergebnisse

Die Spektren der PL Messungen wurden durch die spektrale Empfindlichkeit des jeweiligen Nachweises geteilt. Durch die Aufnahme von Eichlinien im Randbereich der Spektren konnte zusätzlich die lineare Skala der Monochromatoren kontrolliert und eine gegebenenfalls vorhandene Verschiebung des Nullpunktes korrigiert werden. Unter Berücksichtigung der Vakuumkorrektur wurden anschließend die Wellenlängen in Energie umgerechnet.

Die mit dem Verfahren des Single-Photon-Counting aufgenommenen zeitaufgelösten Spektren wurden mittels einer Anpassung ausgewertet. Grundlage der Auswertung bildet die einfach exponentielle Dynamik eines 2-Niveau-Systems. Da im beobachteten spektralen Intervall mehrere dieser Systeme emittieren können, wurden für die Anpassungen bis zu 4 Amplituden mit den zugehörigen Zeitkonstanten verwendet. Die mit dem Laser aufgenommene Zeitantwort des Systems bildet hierbei den Ausgangspunkt der Anpassungen. Unter Verwendung dieser Messung erfolgt die Berechnung einer Antwortfunktion mit zufällig angenommenen Zeitkonstanten. Das Ergebnis dieser Rechnung wird mit der vorliegenden Messung verglichen. Über iterative Verfahren wird die Berechnung der Messung angenähert. Die den Rechnungen zu Grunde liegende Formel lautet:

$$I(t) = \int_0^t \{L(t - \mathbf{m}, s) + B_2\} \cdot \sum_{i=1}^n A_i e^{-\mathbf{m}/t_i} d\mathbf{m} + B_1 \quad (4.1)$$

Dabei steht  $I(t)$  für die gesamte Amplitude zum Zeitpunkt  $t$ . Zur Beschreibung der beobachteten 2-Niveau-Systeme werden die Amplituden  $A_i$  mit den jeweiligen Zeitkonstanten  $t_i$  verwendet. Zusätzlich sind Korrekturen notwendig. Der verwendete

Detektor liefert ein zeitlich nicht korreliertes Untergrundsignal, das separat bestimmt und über die Konstante  $B_1$  berücksichtigt wurde. Der Anteil des Untergrundes in der Messung der Systemantwort wird analog mit der Konstante  $B_2$  behandelt. Die Messungen von Systemantwort und PL werden bei verschiedenen Nachweisenergien und stark unterschiedlichen Intensitäten durchgeführt. Aus der wellenlängenabhängigen Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht in Luft und Glas (zum Beispiel in den verwendeten Linsen) und den für die Messung der Systemantwort zusätzlich benötigten Filtern zur Schwächung des Signal resultiert eine Verschiebung des Zeitpunktes  $t = 0$  die durch die Variable  $s$  berücksichtigt wird. Die Anpassungen wurden mit der kommerziell erhältlichen Software „Fluofit“ durchgeführt.

Die Auswertung der 2-Strahl-Experimente erfolgte über eine konsistente Analyse der in Messungen mit verschiedenen Zeitaufösungen gefundenen Phänomene. Die in den Messungen mit großen Zeitintervallen (etwa 2,5 ps pro Intervall) beobachtete Zeitkonstante wurden mittels einer Exponentialfunktion angepaßt, wobei der Bereich um den Zeitpunkt  $\Delta t = 0$  aus den Anpassungen ausgeklammert wurde. Um eine detailliertere Information über das Zeitverhalten nahe  $\Delta t = 0$  zu erhalten wurden die Breite der Intervalle auf bis zu 0,05 ps reduziert und der gemessene Zeitbereich entsprechend verkürzt. In diesen Messungen wurden kurze Zeitkonstanten analysiert und der Abstand gegebenenfalls zu beobachtender scharf abgegrenzter Extrema ausgewertet. Die Systemantwort des Aufbaus wurde zu  $< 2$  ps bestimmt und für die Auswertung als deltaförmig angenommen. Die durch eine Einbeziehung der Systemantwort zu erwartenden Verbesserungen sind auf Grund des Signal-Rausch-Verhältnisses, das den Fehler von etwa 20% dominiert, nicht signifikant.

## 5 Wachstum und Proben

Seit einigen Jahren werden verschieden nulldimensionale Halbleitersysteme intensiv untersucht. Neben Quantenpunkten (QP) die durch Fluktuationen in Quantenfilmen (QFm) [Kas01], [Hof02] gebildet werden, sind dies vor allem kolloidale [Ban99], strukturierte [Sin98] und selbstorganisierte [Gar98], [Hei01], [Str02] QP. Einen der interessantesten Ansätze bilden hierbei die selbstorganisierten Systeme [Gon00], [Sch00], [Sop00]. Physikalisch zeichnen sie sich gegenüber den kolloidalen QP durch die Einbettung in eine Matrix aus, die die Entstehung von Oberflächenzuständen unterbindet. Gegenüber den QP, die durch Unregelmäßigkeiten in QFm gebildet werden, weisen sie zudem innerhalb eines Ensembles geringe Fluktuationen in Größe, Form und Zusammensetzung auf. Dadurch ist dieses System für grundlegende Untersuchungen zum Einfluß der Dimension auf die optischen Eigenschaften prädestiniert.

Die in dieser Arbeit untersuchten Proben wurden in verschiedenen Arbeitsgruppen gewachsen. MOCVD Proben wurden in der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. D. Bimberg an der TU-Berlin durch Herrn Dr. F. Heinrichsdorff und Herrn Dipl. Phys. R. Sellin hergestellt. MBE Proben hat die Arbeitsgruppe von Herrn Prof. A. Madhukar von der University of Southern California zur Verfügung gestellt, die von Bachelor of science I. Mukhametzhanov prozessiert wurden. Von Herrn Prof. Dr. V. M. Ustinov vom Ioffe Institut in St. Petersburg wurden unserer Arbeitsgruppe ebenfalls MBE Proben überlassen, die von Herrn Dr. A. R. Kovsh, Herrn Dr. N. A. Maleev und Herrn Dr. A. E. Zhukov gewachsen wurden. Allen Beteiligten an dieser Kooperation möchte ich für die gute Zusammenarbeit und ihre Unterstützung danken.

### 5.1 Wachstumsmechanismen

Für das Schichtwachstum von Halbleiterstrukturen gibt es abhängig von den verwendeten Halbleitern verschiedene Modellvorstellungen [Dar97]. Für Heteroübergänge angepaßter Halbleiter ist das Wachstum glatter Schichten charakteristisch (Frank von der Merwe Wachstum). Bei sehr unterschiedlichen Halbleitern findet ungeordnetes Inselwachstum statt (Vollmer-Weber-Wachstum). Gemischtes Schicht- und Inselwachstum findet man beim Stranski-Krastanow-Wachstum [Bim98]. Da alle untersuchten Proben mittels Stranski-Krastanow-Wachstum hergestellt wurden, wird diese spezielle Wachstumsform im Folgenden ausführlicher besprochen.

### 5.1.1 Das Stranski-Krastanow Wachstum

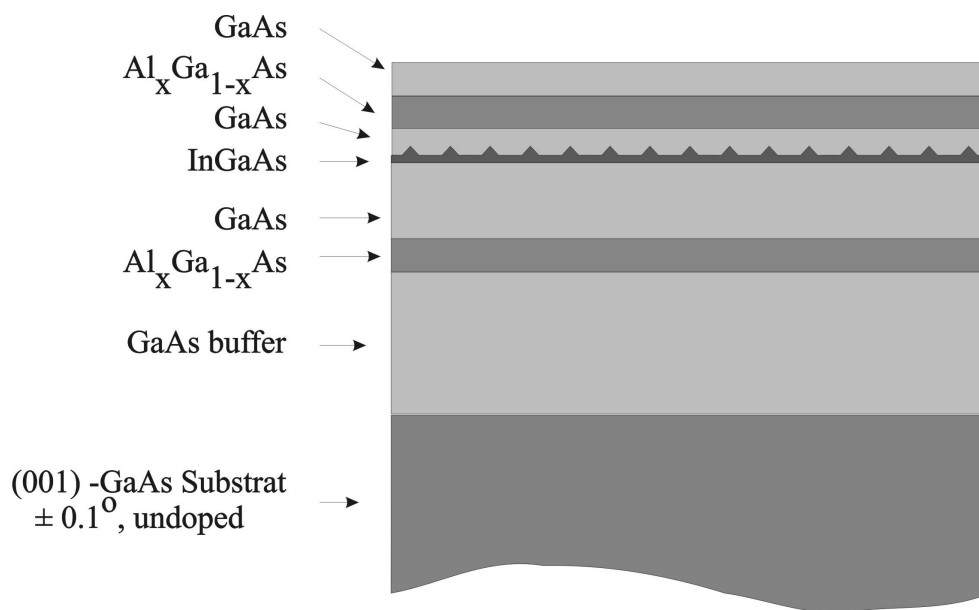
Charakteristisch für diese Form des Wachstums ist eine Gitterfehlانpassung der beteiligten Halbleiter von circa 5 - 10 %. Typische Vertreter für solche Materialsysteme sind InAs/GaAs, GaSb/GaAs und InP/InGaP. Bei geringen Schichtdicken (im InAs/GaAs System kleiner als etwa 2 Monolagen [Bot98], [Col97]) wird eine glatte Wachstumsschicht ausgebildet. Wird die kritische Schichtdicke überschritten, erfolgt die Ausbildung von nahezu gleich großen und gleichförmigen Inseln. Die während dieser Wachstumsphase vorhandene Benetzungsschicht (BS) erlaubt eine Migration der Adatome (aus der Gasphase auf der Probe abgeschiedene Atome). Durch die Probertemperatur [Hei96b], [Sai99], [Chu99], das Angebot von Ausgangsmaterialien [Chu99] und zusätzliche Einflüsse wie Saatquantenpunkte [Muk98] und gezielte Beleuchtung [Wan98] kann in begrenztem Rahmen die Anzahl, Größe und Form der QP gesteuert werden. Durch gezielte Präparation der Deckschicht können die QP weiter modifiziert werden [Lee98]. Das Stranski-Krastanow-Wachstum kann mit verschiedenen Ansätzen erklärt werden.

Im statischen Energie Modell geht man von einer Minimierung der Gesamtenergie des Systems aus. Dabei sind die Volumenenergie und die Oberflächenenergie sowohl der Benetzungsschicht (BS) als auch der Inseln zu berücksichtigen. Eine Minimierung der Gesamtenergie liefert dann das erwartete Wachstumsszenario [Shc95], [Dar97].

Das dynamische Modell betrachtet die Bewegung von Adatomen auf der Wachstumsoberfläche [Bar97]. Auf Grund der unterschiedlichen Verspannung von BS, Insel und Übergang zwischen Insel und BS entsteht ein Potential, das die Bewegung der Adatome beeinflusst. Aufgrund der Oberflächenverhältnisse von BS und Inseln wird der überwiegende Teil der Adatome auf der BS abgeschieden. Der energetisch günstigste Punkt für die Anlagerung eines Adatoms ist auf einer bereits existierenden Insel, da hier die Verspannung des aufgewachsenen Materials am geringsten ist. Die entscheidende Rolle bei der Ausbildung gleich strukturierter Inseln bildet der Übergang zwischen BS und Insel. Während die BS im Stranski-Krastanow-Wachstum unabhängig von der abgeschiedenen Materialmenge eine in erster Näherung konstante Zusammensetzung, Dicke und Verspannung aufweist nimmt die Verspannung im Zentrum der Inseln mit zunehmender Größe ab. An den Kanten der Insel entsteht eine zur Inselgröße proportionale Verspannung. Dadurch entsteht um die Inseln ein mit zunehmender Größe höherer Potentialwall, der eine ständig wachsende Anzahl migrierender Adatome reflektiert. In letzter Konsequenz wachsen kleine Inseln somit schneller als große. Es kommt zur Ausbildung gleich großer und gleichförmiger Inseln.

### 5.1.2 Epitaxie

Die in der vorgestellten Arbeit untersuchten Proben wurden mittels epitaktischer Wachstumsverfahren aus der Gasphase hergestellt. Dabei kamen die Molekularstrahlepitaxie (*engl.: molecular beam epitaxie* - MBE) und die Metallorganische Gasphasenepitaxie (*engl.: metal-organic vapour phase deposition* - MOCVD) zum Einsatz. Der prinzipielle Probenaufbau ist bei beiden Verfahren gleich. Alle Proben wurden auf einem undotierten und (001)-orientierten GaAs Substrat gewachsen. Nach einer Pufferschicht (*engl.: buffer*) wurde In(Ga)As abgeschieden und anschließend mit einer GaAs Deckschicht (*engl.: cap*) überzogen. Häufig wurden AlGaAs Schichten ober und unterhalb der aktiven Zone eingefügt, um die Diffusion der Ladungsträger einzuschränken. Der Probenaufbau ist schematisch in Bild 5.1 dargestellt.

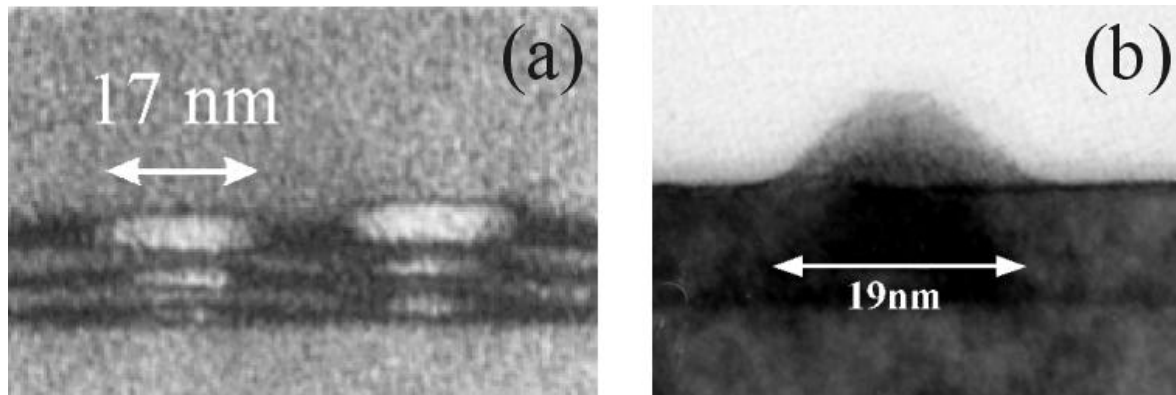


**Bild 5.1** zeigt den schematischen Probenaufbau. Auf einem undotierten GaAs Substrat mit (001) Orientierung wird GaAs, InGaAs und erneut GaAs abgeschieden. Häufig wurde die InGaAs Schicht in AlGaAs (etwa 30% Aluminium) eingebettet.

## 5.2 Proben

Die Einflüsse von Form, Zusammensetzung und Größe von QP auf die Dynamik der nulldimensionalen Systeme wird kontrovers diskutiert. In dieser Arbeit werden daher QP-Systeme untersucht, die bezüglich dieser Parameter systematisch variierende Eigenschaften aufweisen. Diese wurden durch gezielte Wahl der Wachstumsparameter und der Nachbehandlung präpariert.

Der Einfluß der Form der QP auf die Dynamik wird an zwei Proben untersucht, die hinsichtlich der Zusammensetzung und der Übergangsenergie des Grundzustandes vergleichbar sind. Strukturelle Untersuchungen zu diesen Proben sind in Bild 5.2 dargestellt.



**Bild 5.2** Mikroskopische Untersuchungen von In(Ga)As/GaAs Quantenpunkten. Bei den Wachstumsverfahren (a) MOCVD [Wer99] und (b) MBE [Mad00] werden hier unterschiedliche Formen der QP festgestellt. Die laterale Ausdehnung und die Energie des Grundzustandsüberganges der QP sind vergleichbar.

Die flachen QP in Abbildung (a) wurden mittels MOCVD hergestellt und sind bei 17 nm lateraler Ausdehnung 5 nm hoch. Beim Wachstum mittels MBE werden pyramidale QP (b) beobachtet, die in der Wachstumsebene eine Ausdehnung von 19 nm aufweisen und eine Höhe von 10 nm besitzen. Die vergleichende Untersuchung erlaubt Rückschlüsse auf den Einfluß der Form auf die Dynamik in QP.

Weiterhin wurde gezielt eine Serie von Quantenpunkten mit unterschiedlicher Größe untersucht. Diese Proben wurden mit dem Verfahren der spinoidalen Dekomposition gewachsen. Dabei wurden auf den QP statt der üblichen GaAs Deckschicht ein InGaAs Quantenfilm (QFm) mit einem systematisch steigendem Gehalt von Indium (0%, 10%, 15%, 20% und 25%) abgeschieden. Durch die unterschiedlichen Gitterkonstanten der Benetzungsschicht (BS) und der QP wird ein verstärkter Einbau von Indium an den Positionen der QP erwartet. Damit können, wie in [Kre00] an Hand der lateralen Ausdehnung gezeigt wird, größere QP als im normalen Wachstumsverfahren erzeugt werden.

Zusätzlich wurde eine spezielle Probe gezielt einer Nachbehandlung unterzogen. Die QP dieser Probe wurden bei der Wachstumstemperatur der QP mit einer Deckschicht versehen. Dies steht im Gegensatz zu der meist höheren Temperatur des Wachstums der Deckschicht im Vergleich zum Wachstum der QP. Wichtig ist hier, dass eine im Vergleich zum üblichen Wachstum deutlich verminderte Diffusion von Indium aus dem QP während des Wachstums stattfindet. Die gezielte Wärmebehandlung verschiedener Teile der Probe (30 Minuten Erwärmung bei einer festen Temperatur unter AsH<sub>3</sub> Atmosphäre) führt zu einer sukzessiven

Interdiffusion des Indiums in den QP mit dem Gallium der Barriere. Dadurch wird sowohl die Größe als auch die Zusammensetzung der QP systematisch verändert [Hei98].

Um den Einfluß von Defekten auf die Dynamik der PL von QP studieren zu können, wurde eine Probe mit flachen QP gezielt mit hochenergetischen Elektronen verschiedener Dichte bestrahlt [Sob01]. Dadurch wurden in der Probe Defekte erzeugt. Anhand dieser Serie soll eine Aussage über den Anteil der nichtstrahlenden Relaxation des Grundzustandsüberganges bei unbestrahlten QP getroffen werden. Gleichzeitig soll die Strahlungsresistenz der PL null-, zwei-, und dreidimensionaler Halbleiterstrukturen beispielhaft an der PL von QP, BS und GaAs Barriere untersucht werden.

Die in der Arbeit verwendeten Proben sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

Bezeichnung	Wachstum	laterale Ausdehnung	QP-Dichte	Besonderheiten
TU 3922	MOCVD	17 nm	$3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$	flache QP / AlGaAs
RGA	MBE	19 nm	---	pyramidale QP
1-352	MBE	---	---	Referenz für Überwachsen mit QFm / AlGaAs
3-754	MBE	---	---	Referenz für Überwachsen mit QFm / AlGaAs
3-393	MBE	12 nm	---	Referenz für Überwachsen mit QFm / AlGaAs
3-504	MBE	14,5 nm	---	QFm 10% In / AlGaAs
3-505	MBE	15,5 nm	---	QFm 15% In / AlGaAs
3-507	MBE	18,5 nm	---	QFm 20% In / AlGaAs
3-508	MBE	15 nm	---	QFm 25% In / AlGaAs
TU 2545 ag	MOCVD	---	$0,2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$	nicht diffundiert / AlGaAs
TU 2545 580	MOCVD	---	$0,2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$	diffundiert bei 580°C, 30 Minuten / AlGaAs
TU 2545 610	MOCVD	---	$0,2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$	diffundiert bei 610°C, 30 Minuten / AlGaAs
TU 2545 640	MOCVD	---	$0,2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$	diffundiert bei 640°C, 30 Minuten / AlGaAs
TU 2545 700	MOCVD	---	$0,2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$	diffundiert bei 700°C, 30 Minuten / AlGaAs
TU 3904 ag	MOCVD	---	---	unbestrahlt / AlGaAs
TU 3904 2e16	MOCVD	---	---	bestrahlt mit $2 \cdot 10^{16}$ Elektronen / AlGaAs
TU 3904 1e17	MOCVD	---	---	bestrahlt mit $1 \cdot 10^{17}$ Elektronen / AlGaAs

**Tabelle 5.1** Verwendete Proben und charakteristische Parameter, soweit diese bekannt sind. Der Kommentar „AlGaAs“ weist auf zusätzlich vorhandene AlGaAs Schichten ober- und unterhalb der QP hin.

## 6 Ergebnisse

Im folgenden Kapitel werden die vorgenommenen Experimente beschrieben und die physikalischen Grundlagen der beobachteten Effekte diskutiert. Ausgangspunkt bilden Untersuchungen zur elektronischen Struktur der QP. Die grundlegenden Absorptions- und Emissionseigenschaften der QP werden in Experimenten zur Photolumineszenz (PL) und der PL-Anregung (PLE) bestimmt. Anschließend wird experimentell die Ausdehnung der Wellenfunktionen der Ladungsträger im Grundzustand und im ersten angeregten Zustand bestimmt [Bor99], [Gon00] und das Modell des starken Confinements in den In(Ga)As/GaAs QP belegt. Der dominierende Einfluß der selbstorganisierten QP auf die Symmetrie der einhüllenden Wellenfunktionen wird gezeigt.

Die Untersuchung der Dynamik in QP geht von parallel ablaufenden strahlenden und nichtstrahlenden Prozessen aus. Um beobachtete Effekte interpretieren zu können, wird zunächst der Einfluß nichtstrahlender Prozesse analysiert. Unter Verwendung von QP, die mit Elektronen bestrahlt wurden [Sob01], wird der dominierende Einfluß der strahlenden Prozesse auf die Lebensdauer des Grundzustandes gezeigt. Daraus abgeleitet können die im Folgenden untersuchten Abhängigkeiten der Dynamik auf die Variation der strahlenden Prozesse zurückgeführt werden.

Hierauf aufbauend wird die Rekombination in QP betrachtet. Die Einflüsse von Form, Größe und Zusammensetzung der QP sowie der des kontrovers diskutierten optischen Confinements werden mittels systematisch variierender Strukturen untersucht [Kre00], [Bor02]. Dabei wird gesondert auf den dominierenden Einfluß der Form der QP auf die strahlende Lebensdauer eingegangen [Hei00b], [Hei02]. Das Ergebnis wird mit GaSb/GaAs QP verglichen [Bor01b].

Die Relaxation in QP wird am Beispiel eines Exzitons im ersten angeregten Zustand untersucht [Hei00c], [Bor01]. Zentrale Punkte der Experimente sind die Bestimmung des relaxierenden Quasiteilchens, die Identifikation des dominierenden Streuprozesses und die Kopplung von Exzitonen und Phononen.

Nach der Relaxation wird der Einfang von Ladungsträgern in die QP betrachtet [Hei99b]. Das besondere Interesse gilt der Fragestellung, ob die in flachen QP nachgewiesene unterdrückte Relaxation mit den Einfangprozessen verknüpft ist.

Abschließend werden Experimente zu kohärenten Phänomenen in QP vorgestellt. Dabei wird auf Effekte hingewiesen, die unabhängig von der Energierelaxation in QP auftreten. Mögliche Ursachen werden diskutiert und Grundlagen eines weiteren Vorgehens vorgeschlagen.



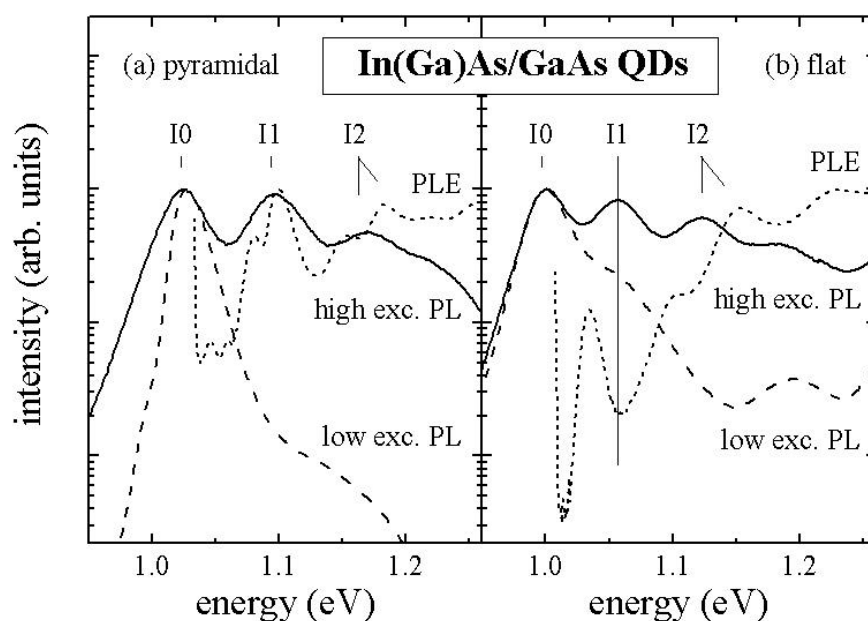
## 6.1 Elektronische Eigenschaften von In(Ga)As/GaAs Quantenpunkten

Die Übergangsenergien der QP werden im folgenden Kapitel mittels Photolumineszenz (PL) und Photolumineszenzanregung (PLE) bestimmt. Die Ausdehnung der Wellenfunktionen der Exzitonen im QP wird unter Verwendung eines äußeren Magnetfeldes ermittelt und mit den Werten für Exzitonen im Volumenhalbleiter verglichen. An Hand der Symmetrie der einhüllenden Wellenfunktionen wird die Anwendbarkeit der verschiedenen theoretischen Beschreibungen für selbstorganisierte QP diskutiert. Über die Untersuchung von mit Elektronen bestrahlten QP wird der Beitrag der nichtstrahlenden Prozesse auf die Rekombination des Grundzustandsüberganges analysiert.

### 6.1.1 Übergangsenergien von Exzitonen in Quantenpunkten

Die untersuchten In(Ga)As/GaAs QP sind in eine Matrix höherer Übergangsenergie eingebettet. Die Anregung von Ladungsträgern in dieser Matrix führt zum Einfang der Ladungsträger in die QP. Dadurch ist ein effizienter Anregungsmechanismus für die PL der QP gegeben. Über die Variation der Anregungsdichte ist zudem die Möglichkeit der Anregung vieler Ladungsträger pro QP gegeben. Die Korrelation der Übergangsenergie mit der QP-Größe kann im Rahmen eines einfachen Modells erklärt werden [Mar94], [Sch97].

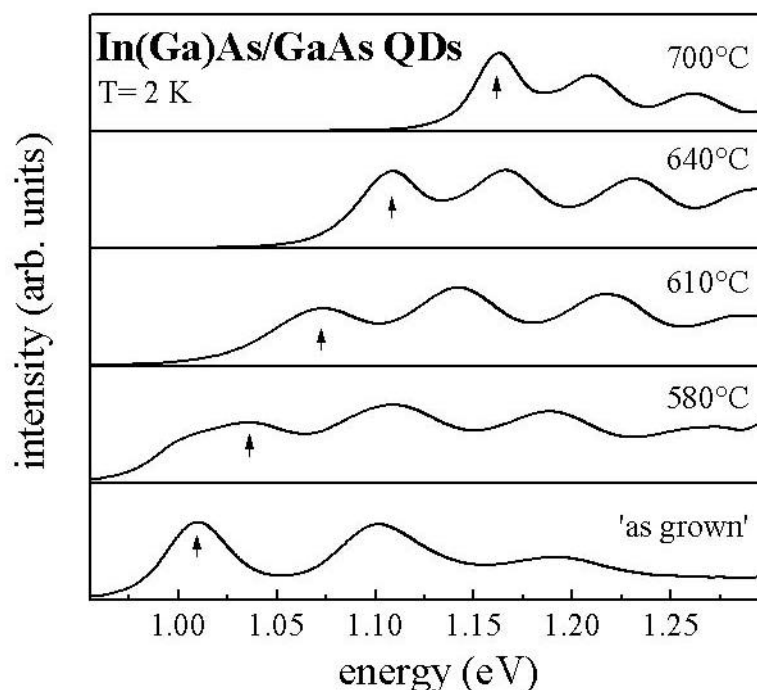
Die Photolumineszenz (PL) unter Hoch- und Niederanregung und die PL-Anregung (PLE) des Grundzustandes der QP sind für die Proben mit verschiedener Form der QP in Bild 6.1 dargestellt.



**Bild 6.1** Photolumineszent und Photolumineszenzanregung der Referenzproben mit pyramidalen (a) und flachen QP (b). Die Messungen zur PLE und PL unter Niederanregung wurden bei  $T = 7$  K von Herrn Dipl. Phys. F. Guffarth durchgeführt, die PL unter Hochanregung wurde bei  $T = 2$  K aufgenommen.

Ich möchte an dieser Stelle Herrn Dipl. Phys. F. Guffarth aus der Arbeitsgruppe von Prof. D. Bimberg für die Überlassung der Daten der PLE und der PL unter Niederanregung danken. Beide Proben zeigen eine Grundzustandsübergangsenergie ( $I_0$ ) von circa 1,0 eV. Damit kann, ein untergeordneter Einfluß der Größe der QP festgestellt werden [All00]. Die in beiden Proben erkennbaren angeregten Übergänge sind äquidistant. Während in den flachen QP auch bei geringen Anregungsdichten die Emission des ersten angeregten Übergangs ( $I_1$ ) beobachtet werden kann, ist dies bei den pyramidalen QP nicht gegeben. Gleichzeitig zeigen die PLE Messungen für pyramidale im Vergleich zu flachen QP eine deutlich (mehr als 10-fach) effektivere Anregung des Grundzustandsüberganges über den ersten angeregten Übergang. Diese Effekte werden gemeinsam mit zeitaufgelösten Messungen dieser Proben ausführlicher im Kapitel 6.3 besprochen. Die Messungen mit hoher Anregungsdichte zeigen gegenüber der PLE Messung verschobene Übergangsenergien der angeregten Übergänge. Diese Veränderung weist auf Vielteilcheneffekte in den QP hin [Hel98].

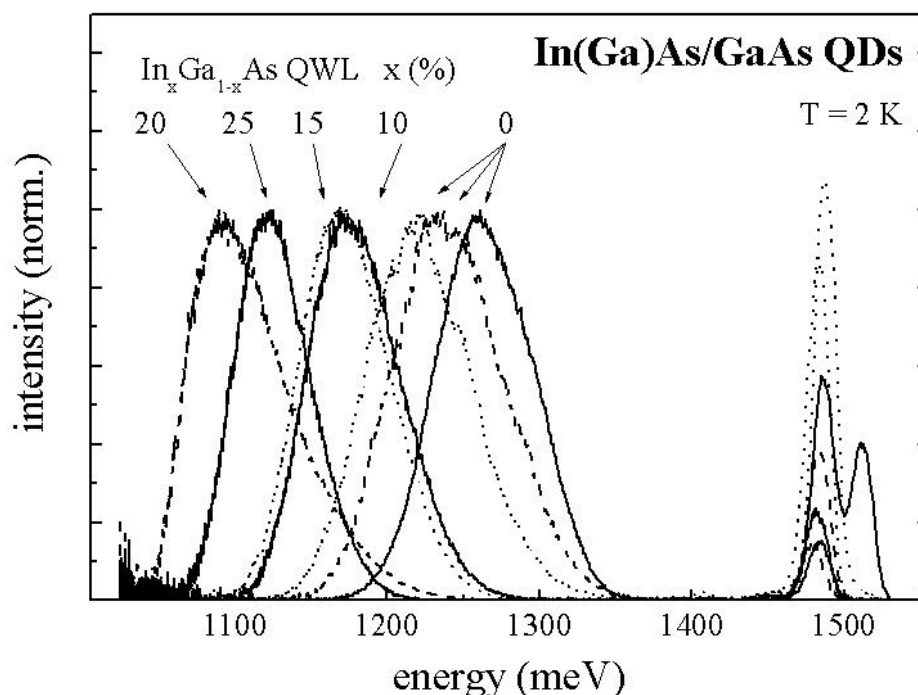
Die Messungen mit hoher Anregungsdichte ( $P_{\text{exc}} \approx 5 \text{ kW/cm}^2$ ) der diffundierten QP-Serie zeigen eine durch die Diffusion bedingte systematische Erhöhung der Grundzustandsübergangsenergie um circa 150 meV bei gleichzeitiger Halbierung der Aufspaltung zwischen den angeregten Übergängen (Bild 6.2).



**Bild 6.2** PL der diffundierten QP-Proben unter Hochanregungsbedingungen. Mit einem Argonionenlaser wurde unter Verwendung eines Linsenpaares mit der Brennweite  $f = 30 \text{ mm}$  eine kontinuierliche Anregungsdichte von etwa  $5 \text{ kW/cm}^2$  erzeugt, die energetisch oberhalb der Bandkante der Barriere eingestrahlt wurde. Das Auffüllen der angeregten Zustände auf Grund der ‚Goldenen Regel‘ nach Fermi erlaubt die Untersuchung von angeregten Übergängen.

Neben dem Grundzustandsübergang (im Bild markiert) sind bis zu 3 angeregte Übergänge erkennbar. Die Abnahme der Aufspaltung der angeregten Übergänge spiegelt hierbei die abnehmende Lokalisierung der Ladungsträger wieder. Die Zunahme der Übergangsenergie des Grundzustandes ist auf die zunehmende Bandlücke des InGaAs auf Grund des steigenden Anteils an Gallium in dem ternären QP-Material zurückzuführen. Der Einfluß der mit der Diffusion zunehmenden Größe der QP (Rotverschiebung der Emission nach [Mar94]) wird durch die veränderte Zusammensetzung überkompensiert. Der Betrag der Energieerhöhung des Grundzustandsüberganges mit steigendem Gehalt von Gallium in den InGaAs QP und die gleichzeitige Reduzierung der Verspannung der in der GaAs eingebetteten QP können zur Abschätzung des Indiumgehalts der QP herangezogen werden [Bor99], [Gon00]. Somit ist es möglich, wichtige Materialparameter zu gewinnen. Detaillierter wird hierauf im Kapitel 6.1.2 eingegangen.

Die mit einem InGaAs QFm überwachte QP Serie zeigt eine Korrelation zwischen dem In Gehalt des QFm und der Grundzustandsübergangsenergie (Bild 6.3).



**Bild 6.3** PL der Probenserie, die mit einem QFm überwacht wurde im Vergleich mit 3 Referenzproben. Der steigende Anteil Indium im QFm führt zu einer zunehmenden lateralen Ausdehnung der QP [Kre00]. (Die einzige Ausnahme ist die Probe mit 25% Indium im QFm, bei der strukturelle Veränderungen eine Abweichung vom Modell der spinoidalen Dekomposition nahelegen.)

Die Abscheidung des InGaAs QFm auf den QP führt mit steigendem Indium-Gehalt zu einer Rotverschiebung der PL. Diese Rotverschiebung wird der zunehmenden QP Größe zugeordnet [Kre00], [Mar94], [Sch97], [All00]. Gleichzeitig ist an Hand der erhöhten Halbwertsbreiten der PL eine im Vergleich zu anderen Proben (Bild 6.2) größere Streuung der

QP Größe innerhalb des Ensembles zu erwarten. Dies soll in den folgenden Messungen ausgenutzt werden, um innerhalb einer Probe unter Verwendung resonanter Anregung gezielt Teilensembles zu untersuchen und somit Zugang zu QP verschiedener Größe innerhalb einer Probe zu erlangen.

Die bestrahlten QP Proben zeigen keine Verschiebung der PL [Sob01]. Wie erwartet, nimmt die Intensität der PL mit zunehmender Bestrahlung ab. Zeitaufgelöste Messungen an diesen Proben sollen Informationen über den Einfluß nichtstrahlender Prozesse auf die Dynamik unbestrahlter Proben liefern.

Die Lumineszenz der Grundzustandsübergänge der QP liegt unabhängig von der gewählten Epitaxie (MOCVD oder MBE) bei vergleichbaren Energien von circa 1,0 - 1,3 eV. Die Halbwertsbreite des Grundzustandsübergangs liegt im Bereich von 20 - 40 meV. Sie wird durch die Wachstumsmethode (selbstorganisiertes Stranski-Krastanow-Wachstum) und die anschließende Nachbehandlung beeinflusst. Hierbei entstehen Ensemble von QP mit geringfügig unterschiedlicher Größe, die bei verschiedenen Grundzustandsübergangsenergien emittieren [Mar94], [Sch97].

Die Proben mit verschiedener QP-Form besitzen eine vergleichbare QP-Größe und Übergangsenergie des Grundzustandes und können daher zur Untersuchung des Einflusses der Form der QP auf die Dynamik verwendet werden.

Die gezielte Erzeugung von QP verschiedener Größe durch spinoidale Dekomposition zeigt mit zunehmendem Indiumgehalt des abgeschiedenen QFm die erwartete Abnahme der Grundzustandsübergangsenergie, die auf eine zunehmende QP-Größe zurückzuführen ist [Kre00]. An Hand dieser Serie kann der Einfluß der QP-Größe auf die Dynamik festgestellt werden.

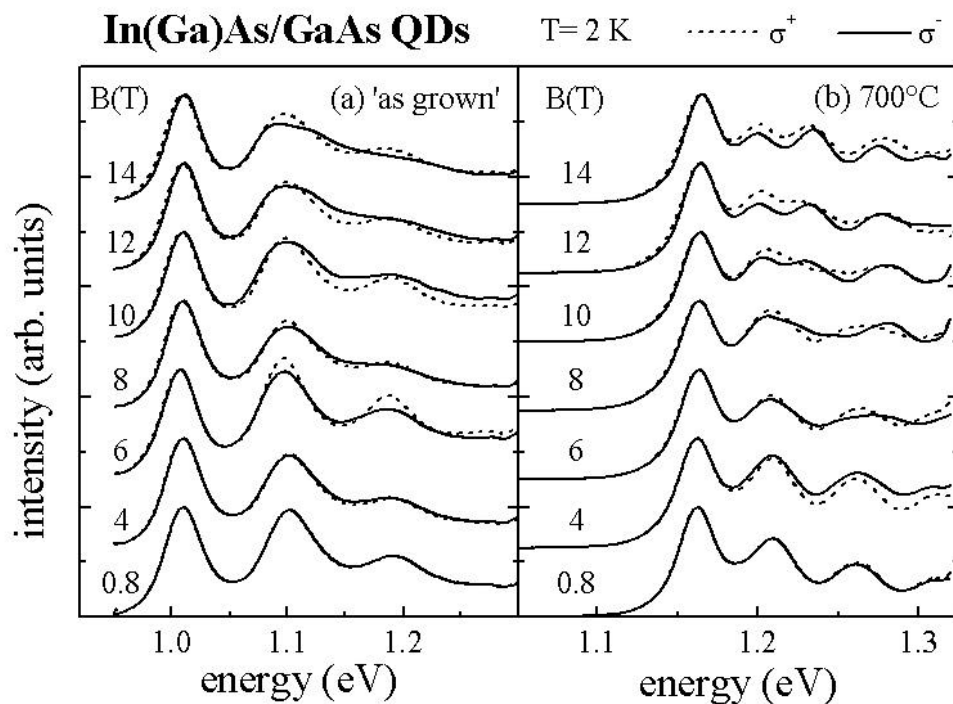
Die Interdiffusion von QP mit dem Barrierenmaterial führt zu einer Energieerhöhung des Grundzustandsübergangs bei gleichzeitiger Abnahme der Energiedifferenz zwischen den angeregten Übergängen. Diese Effekte werden der abnehmenden Lokalisierung und der zunehmenden Bandlücke des QP Materials zugeordnet. Innerhalb der Serie der bestrahlten Proben ist keine Verschiebung der Grundzustandsübergangsenergie zu verzeichnen. Wie zu erwarten, nimmt die Intensität der emittierten PL ab.

Die vielfältigen internen Übergänge in den QP können nur durch mehrere gebundene Elektronen- und Lochzustände erklärt werden.

### 6.1.2 Ausdehnung der Exzitonen

Für QP Systeme ist die Art des vorliegenden Confinements von entscheidender Bedeutung. Man unterscheidet hierbei schwaches, intermediäres und starkes Confinement. Während beim schwachen Confinement die geometrische Einschränkung der Strukturen zu einer störungstheoretisch zu behandelnden Veränderung der Volumeneigenschaften führt, hat beim starken Confinement die niederdimensionale Struktur den entscheidenden Einfluß. Wechselwirkungen der Ladungsträger treten gegenüber diesen Einflüssen in den Hintergrund. Die untersuchten QP werden im Modell des starken Confinements beschrieben. Um eine experimentelle Verifizierung dieses Ansatzes zu ermöglichen, wurden Magnetfeldmessungen an den diffundierten QP-Proben durchgeführt. Diese Serie wurde wegen der abnehmenden Lokalisierung der Ladungsträger mit zunehmender Bandlücke des QP-Materials gewählt. Wenn für diese Serie die Gültigkeit des starken Confinements gezeigt werden kann, ist der Rückschluß auf die anderen untersuchten Proben zulässig. Für QP mit hohem Indiumanteil ist ein höheres Confinement als für die diffundierten Proben der Serie zu erwarten.

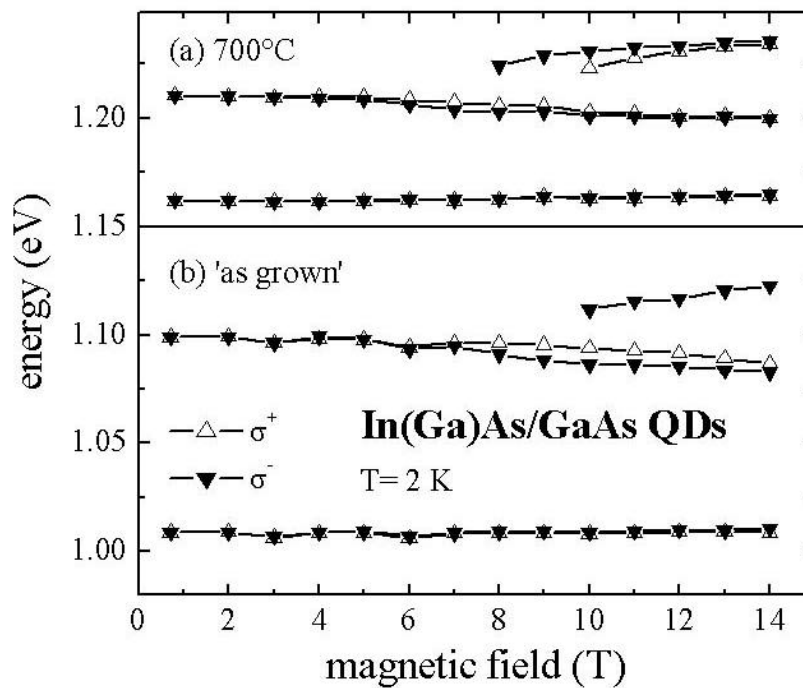
Die PL der QP Serie unter Einwirkung eines äußeren Magnetfeldes ist für die ungetemperte Probe (a) und die am stärksten diffundierte Probe (b) in Bild 6.4 dargestellt.



**Bild 6.4** PL unter Einfluß eines äußeren Magnetfeldes. Der Nachweis der emittierten Photonen erfolgte selektiv für die  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$  Polarisation. Die Aufspaltung der angeregten Übergänge ist bereits in diesem Bild deutlich sichtbar. Die Analyse der Linienlagen erfolgte mittels einer Anpassung. Dadurch konnte auch die hier kaum erkennbare Veränderung der Grundzustandsübergangsenergie erfaßt werden.

Das angelegte äußere Feld ist dabei parallel zur emittierten PL (Faradaykonfiguration) und zur Wachstumsrichtung. Die Energie der beobachteten Übergänge kann mittels einer linearen und einer quadratischen Abhängigkeit von Magnetfeld beschrieben werden. Die Aufspaltung des Grundzustandsüberganges liegt bei circa 1 meV, während die angeregten Übergänge eine Aufspaltung von bis zu 30 meV zeigen. Die Auswertung der Messungen wurde über eine Analyse der Linienlage durchgeführt. Dadurch kann die Position der Emission auf bis zu 0,5 meV bestimmt werden.

Die Lage und die Aufspaltung der beiden niederenergetischen Übergänge ist für die am stärksten diffundierte (a) und unbehandelte (b) Probe in Bild 6.5 dargestellt.



**Bild 6.5** Verschiebung und Aufspaltung des Grundzustandsüberganges und des ersten angeregten Überganges durch das angelegte äußere Magnetfeld für die am stärksten diffundierte Probe (a) und die Probe ohne Diffusion (b). Die Auswertung basiert auf der Analyse der Linienlagen.

Eine Berechnung von Wellenfunktionen im Rahmen der  $k \cdot p$  Theorie kann auf Grund fehlender Informationen zu Form und Zusammensetzung der diffundierten QP nicht erfolgen. Die magnetfeldabhängige Verschiebung und Aufspaltung der Übergänge kann im Rahmen des Konzeptes „Effektive Masse“ als:

$$\Delta E_i \approx \Delta E_{\text{Diamagnetisch}} + \Delta E_{\text{Zeeman}} \quad (6.1)$$

beschrieben werden. Dabei zeigt der diamagnetische Term eine quadratische Abhängigkeit, die für ein Exziton mit:

$$\Delta E_{\text{Diamagnetisch}} = \frac{e^2}{12m} \langle r^2 \rangle B^2 \quad (6.2)$$

genähert werden kann. Die diamagnetische Verschiebung ist somit proportional zum Quadrat des mittleren Exzitonen Bohrradius  $\langle r^2 \rangle$  und zur inversen reduzierten Masse  $1/\mathbf{m} = 1/m_e + 1/m_h$ , wobei  $m_e$  und  $m_h$  die zugehörigen effektiven Massen von Elektron und Loch sind. Der lineare Zeeman-Term führt zu einer Aufspaltung, die als:

$$\Delta E_{Zeeman} = \pm g^* \mathbf{m}_B B \quad (6.3)$$

berücksichtigt wurde. Er wird im Kapitel 6.1.3 detaillierter betrachtet.

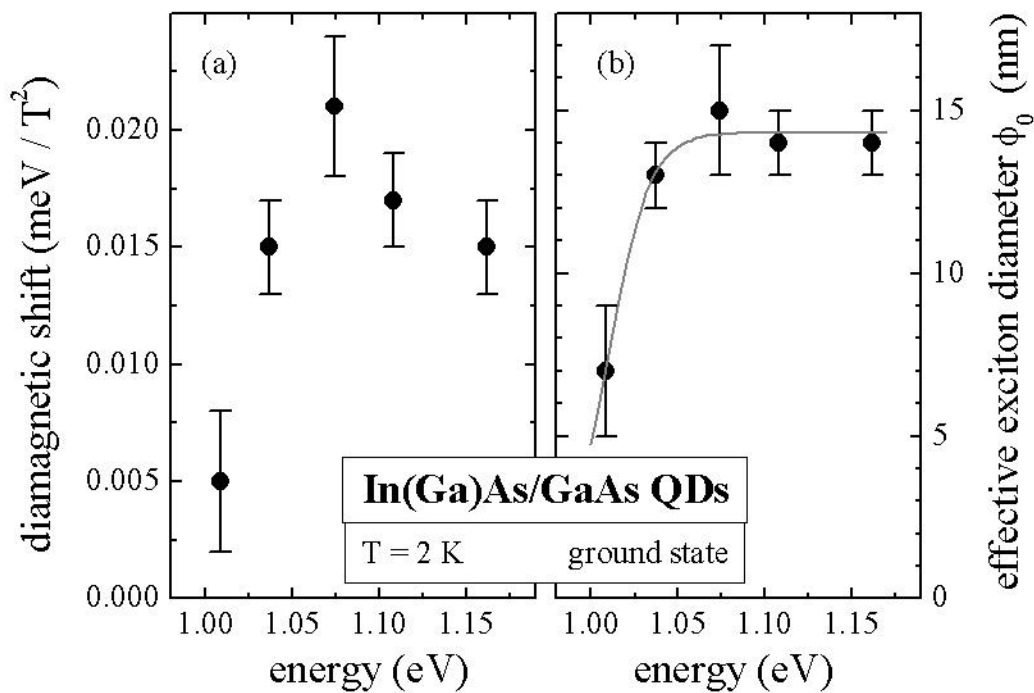
Unter Verwendung einer Abschätzung des Gallium Gehalts der QP aus der bekannten Grundzustandsübergangsenergie unter Berücksichtigung der Verspannung können mittels der  $k \cdot p$  Theorie für Volumenhalbleiter die effektiven Massen der Elektronen und Löcher abgeschätzt werden [Gon00]. Die zur Auswertung der Magnetfelddaten herangezogenen Größen sind in Tabelle 6.1 dargestellt.

Probe	as grown	580°C	610°C	640°C	700°C
$E_g$ (eV)	0,99	1,01	1,04	1,075	1,135
$x$ In <sub>1-x</sub> Ga <sub>x</sub> As	0,00	0,10	0,20	0,30	0,45
$\mathbf{e}_{xx}$ (%)	-6,7	-6,1	-5,4	-4,8	-3,8
$m_{e0}$ (a.u.)	0,045	0,046	0,047	0,048	0,051
$m_{e1}$ (a.u.)	0,048	0,048	0,049	0,050	0,052
$m_{hh}$ (a.u.)	0,35	0,35	0,35	0,35	0,35

**Tabelle 6.1** Verwendete Parameter zur Anpassung der Magnetfeldmessungen. Dabei beschreiben  $E_g$  die Bandlücke des Materials im QP,  $x$  den mittleren Gehalt an Gallium in den QP und  $\mathbf{e}_{xx}$  die relative Verspannung zwischen QP und Barrierenmaterial. Die effektiven Massen des Elektrons im Grundzustand ( $m_{e0}$ ), des Elektrons im ersten angeregten Zustand ( $m_{e1}$ ) und des schweren Loches ( $m_{hh}$ ) sind in atomaren Einheiten angegeben.

### 6.1.2.1 Das Exziton im Grundzustand

Aus der linearen Anpassung der Grundzustandsübergangsenergie über dem Quadrat des Magnetfeldes wurde für jede Probe die diamagnetische Verschiebung des Grundzustandsüberganges bestimmt (Bild 6.6 (a)). Mit Hilfe der effektiven Massen wurde anschließend aus Gleichung (6.2) die Ausdehnung der Exzitonenwellenfunktion über den mittleren Durchmesser  $2 \cdot \sqrt{\langle r^2 \rangle}$  bestimmt. Die gefundene Abhängigkeit ist in Bild 6.6 (b) dargestellt.



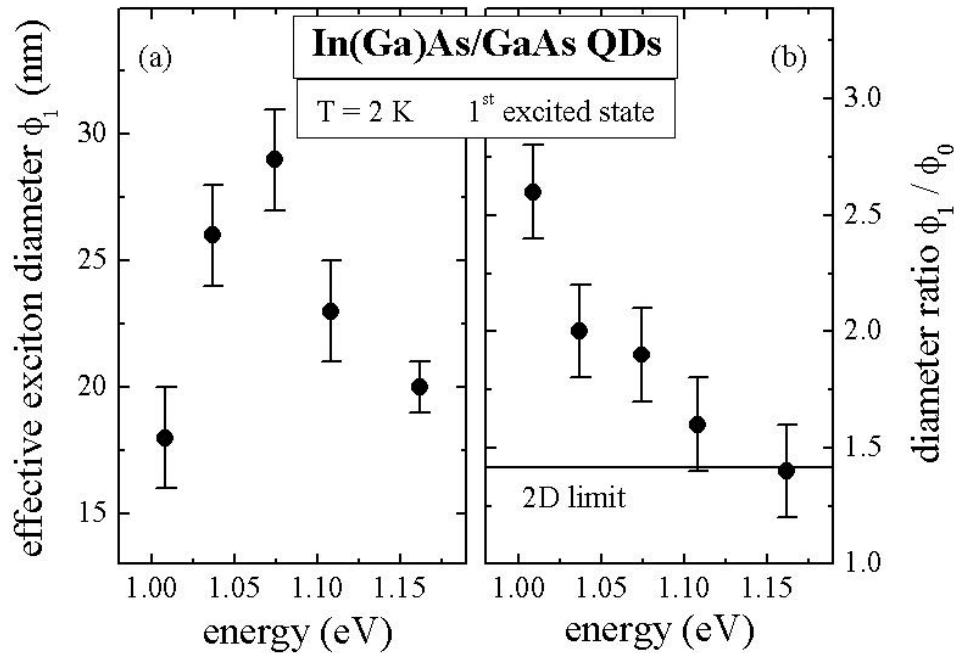
**Bild 6.6** Aus den Magnetfeldmessungen mittels Anpassung gewonnene diamagnetische Verschiebung (a) des Grundzustandsüberganges der QP und daraus berechneter Durchmesser des Exzitons im Grundzustand (b).

Der Durchmesser des Exzitons im Grundzustand nimmt mit zunehmender Diffusion um den Faktor 2 zu. Der Exzitonendurchmesser von 7 nm der nicht nachbehandelten Probe stimmt mit der aus TEM Untersuchungen bekannten Höhe der QP von  $7 \pm 2$  nm überein. Die in den ersten Diffusionsschritten starke Zunahme des Durchmessers der Exzitonen sättigt bei circa 15 nm und liegt im Bereich der lateralen Ausdehnung der QP in der unbehandelten Probe ( $16 \pm 2$  nm). Der aus der Literatur bekannte Exzitonendurchmesser für den Volumenhalbleiter InAs ist größer als 30 nm. Somit kann für alle Grundzustandsexzitonen der untersuchten QP von einem starken Confinement ausgegangen werden. Gleichzeitig ist für die nicht diffundierte Probe eine gute Übereinstimmung der beobachteten Ausdehnung des Exzitons mit den berechneten Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der  $k \cdot p$  Theorie festzustellen.



### 6.1.2.2 Zunehmender Exzitonendurchmesser für angeregte Übergänge

Die diamagnetische Verschiebung des ersten angeregten Übergangs wird analog zu dem oben dargestellten Verfahren zur Bestimmung der mittleren Ausdehnung der Wellenfunktion der Exzitonen herangezogen (Bild 6.7 (a)).



**Bild 6.7** Aus der diamagnetischen Verschiebung des ersten angeregten Übergangs bestimmter Exzitonendurchmesser des ersten angeregten Übergangs (a) im Verhältnis zum Durchmesser des Grundzustandexzitons (b). Für die zwei Proben mit den höchsten Grundzustandsübergangsenergien ist das Verhältnis der Durchmesser gleich dem eines zweidimensionalen harmonischen Oszillators.

Im Vergleich zum Grundzustand ergibt sich eine größere Ausdehnung des zugehörigen angeregten Zustands. Alle Wellenfunktionen zeigen eine im Vergleich zum Volumenmaterial reduzierte Ausdehnung des Exzitons. Für die Proben, die bei oder oberhalb der typischen Wachstumstemperatur der Deckschichten (640 °C) getempert wurden, entspricht das Verhältnis der Ausdehnung der Wellenfunktionen von Grundzustand und angeregtem Zustand dem eines harmonischen Oszillators („2D limit“ in Bild 6.7 (b)).

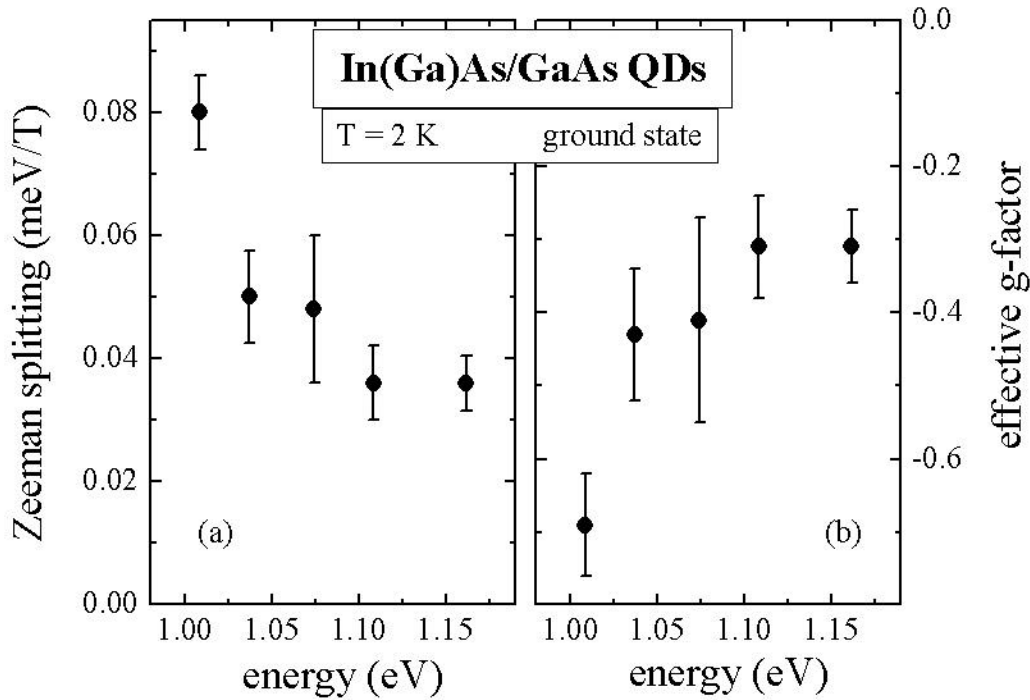
### 6.1.2.3 Zusammenfassung

Die diamagnetische Verschiebung erlaubt bei vorheriger Abschätzung der effektiven Massen der Ladungsträger die Bestimmung der mittleren Ausdehnung der Wellenfunktionen des Grundzustandes ( $\approx 7 - 15$  nm) und des ersten angeregten Zustandes ( $\approx 15 - 25$  nm). Dadurch konnte die Beschreibung der QP als Systeme mit starkem Confinement experimentell gezeigt werden.

Für die nicht diffundierte Probe gibt die Ausdehnung des Grundzustandsexzitons im Konzept „Effektive Masse“ die mit der  $k \bullet p$  Theorie berechnete Ausdehnung in Wachstumsrichtung wieder. Der mit zunehmender Diffusion zunächst rasch ansteigende Durchmesser des Grundzustandsexzitons sättigt bei einem der lateralen Ausdehnung der QP vergleichbaren Wert. Damit ist ein erster Hinweis auf asymmetrische Effekte in den QP gegeben, dem im Folgenden nachgegangen werden soll.

### 6.1.3 Symmetrie der einhüllenden Wellenfunktionen

Wie in Bild 6.4 dargestellt, dominiert die Aufspaltung der angeregten Übergänge deren Magnetfeldabhängigkeit. Die gemessene Aufspaltung (vergleiche Bild 6.8 (a)) des Grundzustandsübergangs wurde verwendet, um den effektiven  $g^*$ -Faktor (in Bild 6.8 (b)) zu bestimmen.



**Bild 6.8** Aus den Magnetfeldmessungen mittels Anpassung gewonnene Aufspaltung des Grundzustandsüberganges (a) und daraus berechneter  $g$ -Faktor (b). Die mit steigender Diffusion stetig abnehmende Aufspaltung resultiert aus dem zunehmenden effektiven  $g$ -Faktor des Grundzustandsexzitons der QP. Der beobachtete Zusammenhang entspricht qualitativ der erwarteten Veränderung im ternären Material InGaAs für einen steigenden Gehalt an Gallium.

Dieser spiegelt die  $s^-$  und  $s^+$  Aufspaltung der beobachteten Übergänge wieder. Entscheidend für die Aufspaltung ist der effektive Landé  $g^*$ -Faktor der als Produkt mit dem Bohrschen Magneton  $m_b$  die in  $B$  lineare Aufspaltung beschreibt. Die untersuchte PL ist einem exzitonischen Übergang zuzuordnen. Daher wird das beobachtete effektive  $g^*$  durch Elektron und Loch bestimmt. Der  $g^*$ -Faktor nimmt mit steigendem Galliumgehalt der QP in den fünf Proben ab. Sein Betrag und sein Vorzeichen sind vergleichbar mit dem  $g^*$ -Faktor für Exzitonen in GaAs ( $\approx -2$  [Lan82]). Die beobachtete Abnahme des  $g^*$ -Faktors stimmt qualitativ mit der Abnahme des elektronischen  $g$ -Faktors von  $-15$  in InAs auf  $-0,44$  in GaAs [Lan82] überein. Dies legt nahe, daß die Aufspaltung des Grundzustandsüberganges durch die Eigenschaften des Halbleitermaterials im QP definiert wird und der Beitrag der räumlichen

Lokalisierung der Exzitonen zur Zeemanaufspaltung als Störung dieses Systems behandelt werden kann.

Der Betrag der Aufspaltung des ersten angeregten Überganges kann nicht mit den Eigenschaften der Exzitonen im Volumenkristall erklärt werden. Offensichtlich handelt es sich hier um eine Wechselwirkung der einhüllenden Wellenfunktion der Ladungsträger im QP mit dem äußeren Magnetfeld. Während die Aufspaltung des ersten angeregten Übergangs in  $s^-$  Polarisation innerhalb der Serie unverändert bei etwa 40 meV liegt, ändert sich die Aufspaltung der zugehörigen  $s^+$  Polarisation von weniger als 10 meV auf  $\approx 40$  meV. Dies spiegelt eine starke Veränderung der Symmetrie des ersten angeregten Übergangs der QP wider.

Die Aufspaltung der Übergänge in selbstorganisierten QP zeigt einen signifikanten Einfluß der QP auf die elektronischen Eigenschaften des Systems. Während der Betrag der Aufspaltung des Grundzustandes im Rahmen des Konzeptes „Effektive Masse“ verstanden werden kann [Nom94], zeigt die Aufspaltung des ersten angeregten Überganges einen deutlichen Einfluß der Strukturen. Die Analogie zu durch Verspannung induzierten QP [Rin96], bei denen ein ähnliches Verhalten im Magnetfeld beobachtet wurde, legt einen dominierenden Einfluß der Dimension nahe.

Die Symmetrieveränderungen innerhalb der QP Serie konnten an Hand der Polarisationsabhängigkeit der Aufspaltung des ersten angeregten Überganges nachgewiesen werden. Diese Effekte sind weder im Konzept „Effektive Masse“ wiedergegeben, noch werden sie für verspannungsinduzierte QP beobachtet.

Damit wird die notwendige Beschreibung selbstorganisierte QP mittels der weiterführenden  $k \bullet p$  Theorie unterstrichen.

#### 6.1.4 Defekte und Dynamik

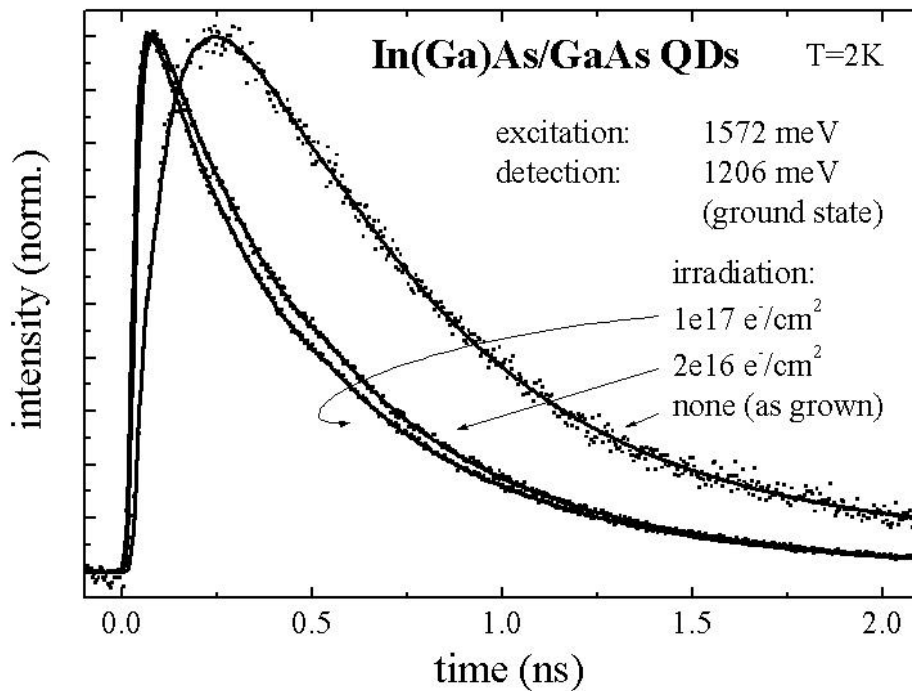
Bei der Beschreibung von selbstorganisierten QP wird von einem kohärenten Wachstum ausgegangen, das zu defektfreien Strukturen führt [Dar97]. Diese Annahme wird mit dem Wachstumsmechanismus begründet und in Raster Tunnel Mikroskop Untersuchungen einzelner QP bestätigt [Eis99]. Anhaltspunkte für das Auftreten von Defekten in diesen Strukturen sind nicht gegeben. Das Wachstum der QP findet jedoch im Allgemeinen nicht unter Gleichgewichtsbedingungen statt. Außerdem kann die Dynamik der QP PL auch von Defekten in der näheren Umgebung der QP beeinflusst werden. Um die bei niedrigen Temperaturen gewachsenen QP Strukturen während des Wachstums der Deckschichten nur wenig zu beeinflussen, wird häufig eine Wachstumstemperatur der Deckschichten gewählt, die unterhalb der Temperatur für deren beste Schichtqualität liegt. Dies führt zu einer steigenden Wahrscheinlichkeit des Einbaus von Eigendefekten.

Die optische Spektroskopie erlaubt im Gegensatz zur Raster Tunnel Mikroskopie die gleichzeitige Untersuchung eines Ensembles von QP. Damit können zeitgleich verschiedene QP, die in unterschiedlich starker Wechselwirkung mit Defekten stehen, analysiert werden. Ein weiterer interessanter Aspekt kommt bei der Relaxation in QP zum tragen. Die vorhergesagte unterdrückte Relaxation [Ben91] in QP kann durch Wechselwirkung mit umgebenden Störstellen beschleunigt werden. Nicht zu vernachlässigen ist auch der technologische Hintergrund dieser Untersuchungen, die als eine Simulation der Alterung der Strukturen betrachtet werden können.

Die vorliegenden QP wurden mit MOCVD und MBE Verfahren gewachsen. Ein wesentlicher Unterschied bei diesen Wachstumsverfahren ist in den Materialquellen gegeben. Während bei MBE Prozessen hochreine Elementquellen benutzt werden, aus denen die abzuscheidenden Materialien verdampft werden, kommen im MOCVD Prozeß metallorganische Verbindungen zum Einsatz. Dadurch ist im MOCVD Verfahren stets von einem Hintergrund verschiedener metallorganischer und organischer Verbindungen auszugehen, die beispielsweise als Störstellen in die zu wachsende Struktur eingebaut werden könnten.

Um eine obere Abschätzung des Einflusses von Defekten auf die Dynamik der Exzitonen in QP zu erhalten, wurde gezielt eine MOCVD gewachsene Struktur für diese Untersuchungen ausgewählt. Wird an dieser Probe der untergeordnete Einfluß von Störstellen auf die Rekombination des Grundzustandsüberganges gezeigt, so kann dieses Ergebnis auch für die MBE Strukturen verwendet werden.

Die Dynamik des Grundzustandsübergangs unter Anregung der umgebenden Barriere ist in Bild 6.9 dargestellt.



**Bild 6.9** Zeitverhalten der Elektronen bestrahlten MOCVD Probe. Während die unbestrahlte Referenzprobe (as grown) ein einfach exponentielles An- und Abklingen der PL zeigt, ist der Zerfall der bestrahlten Proben mehrfachexponentiell. Der Zerfall der bestrahlten Proben wurde mit einem 2-fach exponentiellen Fit angepaßt.

Die Rekombination wird mit zunehmender Bestrahlungsdosis schneller. Gleichzeitig ist eine verkürzte Anstiegszeit der PL zu beobachten. Die Anpassungen der Messungen sind als Linien im Bild 6.9 dargestellt. Die gewonnenen Zeitkonstanten sind in Tabelle 6.2 zusammengefaßt.

Bestrahlung	$t_{\text{Anstieg}}$ (ps)	$t_{\text{Zerfall 1}}$ (ps)	$t_{\text{Zerfall 2}}$ (ps)
unbestrahlt	105	-----	565
$2 \cdot 10^{16} \text{ e}^-/\text{cm}^2$	< 20	295	615
$1 \cdot 10^{17} \text{ e}^-/\text{cm}^2$	< 20	230	600

**Tabelle 6.2** Zeitkonstanten für Anstiegs- und Zerfallszeiten der bestrahlten Proben. Apparativ bedingt kann das Anklingen der bestrahlten Proben nur als „kleiner als“ bestimmt werden. Der Zerfall der unbestrahlten Probe wird durch eine Zeitkonstante wiedergegeben. Im Rahmen der Meßfehler entspricht die langsame Zeitkonstante des Zerfalls der bestrahlten Proben der Lebensdauer in der unbestrahlten Probe.

Der Zerfall der unbestrahlten Probe erfolgt einfach exponentiell mit einer Zeitkonstante von 565 ps. Nach der Bestrahlung bleibt diese Zeitkonstante erhalten. Die zugehörige Amplitude ist jedoch geringer. Zusätzlich sind kürzere Zerfallszeiten zu konstatieren, die mit

zunehmender Bestrahlung abnehmen und eine mit der Intensität der Bestrahlung anwachsende relative Amplitude aufweisen. Die Ursache der beschleunigten Dynamik ist in dem Einbringen von Punktdefekten in die Probe und den damit verbundenen nichtstrahlenden Prozessen zuzuordnen. Der Nachweis der veränderten Lebensdauer des QP Grundzustandsüberganges zeigt, daß es eine Wechselwirkung zwischen im QP lokalisierten Exziton und im oder benachbart zum QP generierten Defekten gibt.

In den Untersuchungen wird stets das Ensemble von QP betrachtet. Eine gleichmäßige Veränderung der Lebensdauer des Grundzustandsüberganges ist auf Grund der diskreten Natur der Defekte nicht zu erwarten. Vielmehr muß davon ausgegangen werden, daß die Wechselwirkung für jeden QP unterschiedlich ist. Daher werden die Ergebnisse im Bild verschiedener Subensemble von QP interpretiert, die vergleichbare Wechselwirkungen mit den Defekten haben. Charakteristisch für jedes Ensemble ist dabei die Anzahl von Defekten, mit denen eine Wechselwirkung besteht und der vergleichbare Überlapp der Grundzustandswellenfunktionen mit dem beziehungsweise den Punktdefekte(n). Jedem Ensemble kann dabei eine exponentielle Zerfallszeit zugeordnet werden.

Die unveränderte Zerfallszeit bei den jeweiligen Bestrahlungsdosen wird dem Subensemble der QP zugeordnet, die nicht von Defekten beeinflusst sind. Dieses Subensemble wird mit zunehmender Bestrahlungsdosis kleiner, ist jedoch in allen Proben nachweisbar. Eine Diskussion der schnellen Zeitkonstante kann im Rahmen der oben angeführten Modellvorstellung nicht erfolgen, da die Dynamik der Messungen nicht ausreicht, um die Subensemble mit den zugehörigen Zeitkonstanten zu identifizieren. Die mit der Bestrahlungsdosis abnehmende Anstiegszeit der PL muß im Zusammenhang mit der im Experiment vorgenommenen Anregung der Barriere betrachtet werden. Die hier generierten Ladungsträger besitzen eine mittlere freie Weglänge im Volumenmaterial. Diese wird durch die Einbringung von Defekten reduziert. Damit ergibt sich ein abnehmender Querschnitt für den Einfang in die QP. Folgerichtig nimmt die Einfangzeit der Ladungsträger, analog zu Bestrahlungsexperimenten an QFm, ab.

Bei der Untersuchung von bestrahlten QP konnte gezeigt werden, daß ein Einfluß von Defekten sich in der mehrfach exponentiellen Rekombination des Grundzustandsübergangs widerspiegelt. Die einfach exponentielle Rekombination der unbestrahlten Probe, das Fehlen von Defekten bei STM Untersuchungen [Eis99] und die Zunahme der Lebensdauer des Grundzustandes mit steigender Temperatur der Probe [Hei01] zeigen, daß die Rekombination des Grundzustandes in selbstorganisierten QP ohne Einbringung von Punktdefekten durch strahlende Prozesse dominiert wird [Fio01]. Dieses Ergebnis kann auf alle unbestrahlten Proben in dieser Arbeit verallgemeinert werden.



### 6.1.5 Zusammenfassung

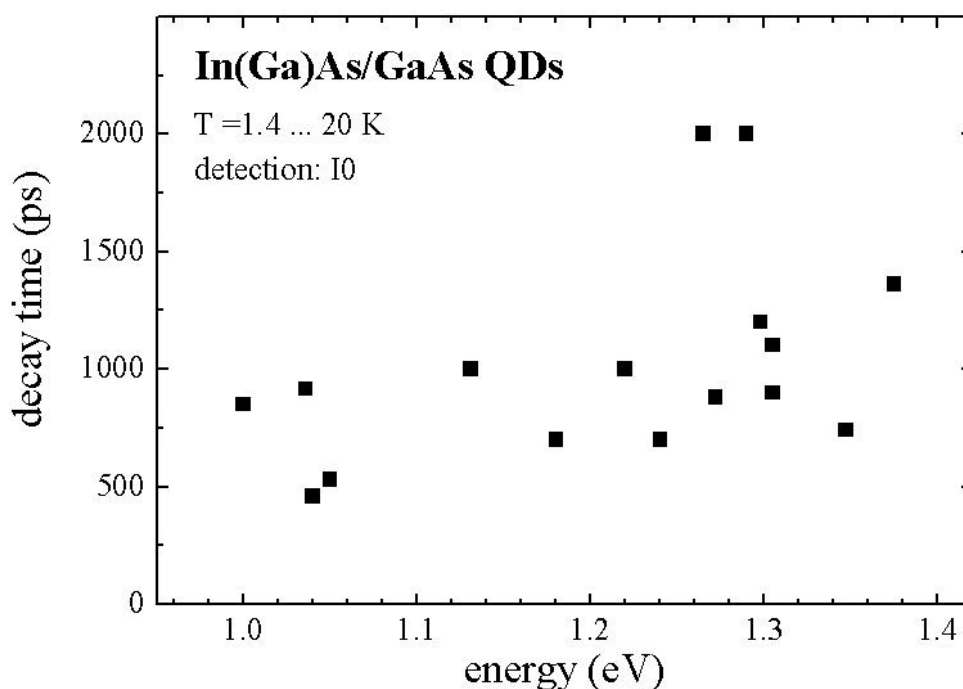
Die Emission der untersuchten QP wird bei Energien von circa 1,0 - 1,3 eV beobachtet. Die Variation der Emissionsenergie von InAs/GaAs QP kann mit der aus der Literatur bekannten Abhängigkeit von der QP-Größe erklärt werden [Mar94], [Sch97], [Kre00]. Aus der Energie der Übergänge ergibt sich die Beteiligung mehrerer lokalisierter Zustände für Elektronen und Löcher.

Die Emission der QP in einem äußeren magnetischen Feldes bestätigt experimentell das starke Confinement in den Strukturen. Einige der beobachteten Beiträge zum Verhalten im Magnetfeld, beispielsweise die Aufspaltung des Exzitons im Grundzustand, korrelieren mit den Eigenschaften des Volumenhalbleiters [Nom94]. Darüber hinaus wurden aus Messungen an durch Verspannung induzierten QP bekannte Einflüsse der Dimension (die Ausdehnung der Exzitonwellenfunktion und dem Betrag der Aufspaltung des ersten angeregten Überganges [Rin96]) für selbstorganisierte QP gezeigt. Zusätzlich wurden mit der Symmetrie der Aufspaltung des ersten angeregten Überganges bislang unbekannte Effekte gefunden, die eine detaillierte Beschreibung der selbstorganisierten QP im Rahmen der  $k \bullet p$  Theorie erfordern.

An Hand der Untersuchung von bestrahlten QP konnte gezeigt werden, daß ein Einfluß von Defekten auf die Rekombination des Grundzustandes in unbestrahlten Stranski-Krastanow QP vernachlässigbar ist [Eis99], [Hei01]. Dieses Ergebnis kann auf alle unbestrahlten Proben in dieser Arbeit verallgemeinert werden [Fio01].

## 6.2 Rekombination in Quantenpunkten

In den vorangehenden Kapiteln wurden das starke Confinement für Exzitonen in Quantenpunkten (QP) und die überwiegend strahlende Rekombination des Grundzustandes dargestellt. Aus Untersuchungen von gebundenen Exzitonen in Volumenhalbleitern ist die Proportionalität von Bindungsenergie und strahlender Lebensdauer bekannt [Hen70], [Ras75]. Naheliegender ist daher eine Darstellung der Lebensdauer über der Übergangsenergie des Grundzustandes in QP, die in Bild 6.10 gegeben wird.



**Bild 6.10** Aus der Literatur entnommene Lebensdauern des Grundzustandes von selbstorganisierten In(Ga)As/GaAs QP. Die Werte wurden den folgenden Arbeiten entnommen: [Adl96], [Bec01], [Buc99], [Col99], [Kam97], [Lan00], [Lee97], [Leo99], [Muk97], [Tho01], [Yan97], [Zha01], [Zou99], [Zwi01]

Die beobachteten Lebensdauern variieren im Bereich von 460 - 2000 ps. Eine Korrelation von Bindungsenergie und Lebensdauer ist im Gegensatz zu [Got97] nicht direkt ersichtlich. Auf Grund der überwiegend strahlenden Rekombination [Dek01] der Exzitonen im Grundzustand weisen die großen Unterschiede in den Lebensdauern bei vergleichbarer Übergangsenergie auf eine Veränderung der strahlenden Rekombination hin. Daher wird eine Abhängigkeit der strahlenden Lebensdauer von strukturellen Parametern der QP vermutet.

Eine systematische experimentelle Analyse der Abhängigkeit von Grundzustandslebensdauer von strukturellen Parametern wurde bisher nicht durchgeführt. Diese wird im Rahmen dieser Arbeit erfolgen. Dazu werden zuerst die Vorhersagen der verschiedenen Ansätze vorgestellt und deren Gültigkeit an angepaßten Proben überprüft.

### 6.2.1 Dynamik und Größe

Für die Korrelation der strahlenden Lebensdauer von Exzitonen im Grundzustand mit der Größe von QP werden verschiedene Ursachen diskutiert. Um die Einflüsse der Effekte in den Messungen diskutieren zu können, werden deren Grundlagen im Folgenden kurz vorgestellt.

#### 6.2.1.1 Theoretische Vorhersagen

Im Falle des starken Confinement für Ladungsträger (für den Grundzustandsübergang im Kapitel 6.1.2 gezeigt) wird mit abnehmender Größe auf Grund der zunehmenden Übergangsenergie [Kre00], [Mar94], [Sch97], [All00] eine abnehmende strahlende Lebensdauer erwartet [Asr96]:

$$\frac{1}{t_{rad}} = \frac{3}{8} \mathbf{a} \sqrt{\mathbf{e} \mathbf{w}} \left( \frac{P_{cv}}{\hbar c} \right)^2 I \quad (6.4)$$

Dabei ist  $t_{rad}$  die strahlende Lebensdauer des Übergangs,  $\mathbf{a}$  die Feinstrukturkonstante,  $\mathbf{e}$  die dielektrische Konstante,  $\mathbf{w}$  die Frequenz des emittierten Photons,  $P_{cv}$  das optische Interbandmatrixübergangselement und  $I$  das Überlappintegral der Wellenfunktionen. Für eine gegebene Materialzusammensetzung der QP ist  $P_{cv}$  konstant. Mit einem festen Überlappintegral  $I$  wird eine indirekte Proportionalität von Übergangsenergie und strahlender Lebensdauer erwartet. Da die Übergangsenergie indirekt mit der Größe der QP skaliert, ist eine abnehmende Lebensdauer für steigende Übergangsenergien zu erwarten. Sind keine weiteren signifikanten Einflüsse vorhanden, ist die strahlende Lebensdauer eine hyperbolische Funktion der Übergangsenergie.

Auf Grund der Kopplung des als quantisiert berechneten Strahlungsfeldes in den QP [Mak00] mit der Emission der Grundzustandes wird eine Zunahme der strahlenden Lebensdauer mit der QP-Größe vorhergesagt. Dieser Effekt wird als Photon-Confinement bezeichnet. Der qualitative Einfluß des Confinements von Photonen zeigt nach [Mak00] eine durch

$$t_{rad} \sim \frac{I^2}{D^2} \quad (6.5)$$

gegebene Abhängigkeit. Hierbei ist  $I$  die Wellenlänge des emittierten Photons und  $D$  die QP-Größe. Qualitativ spiegelt sich der Einfluß des Photon-Confinements in einer Zunahme der strahlenden Lebensdauer mit zunehmender Übergangsenergie wider.

Im Rahmen der  $k \bullet p$  Theorie können die Wellenfunktionen von Elektron und Loch im Grundzustand berechnet werden. Für flache QP kann weitgehend unabhängig von der QP-Größe von einem vergleichbaren Überlapp der Wellenfunktionen ausgegangen werden

[Sch02]. In pyramidalen QP wird eine Abnahme des Überlapps der Wellenfunktionen mit zunehmender Größe berechnet [Sti99]. Damit resultiert für pyramidale QP eine Abnahme der Lebensdauer mit zunehmender Größe der QP. Die in der Literatur vorgefundenen Werte des Überlappintegrals verstärken somit die von der Übergangsenergie vorgegebene Tendenz der Lebensdauer.

Für die Serie von QP mit spinoidaler Dekomposition sind die laterale Ausdehnung und die Übergangsenergie der QP bekannt [Kre00]. Auf Grund des Wachstums der Proben kann weiterhin für die QP von einem gleichbleibendem, sehr hohen Indiumgehalt der QP ausgegangen werden.

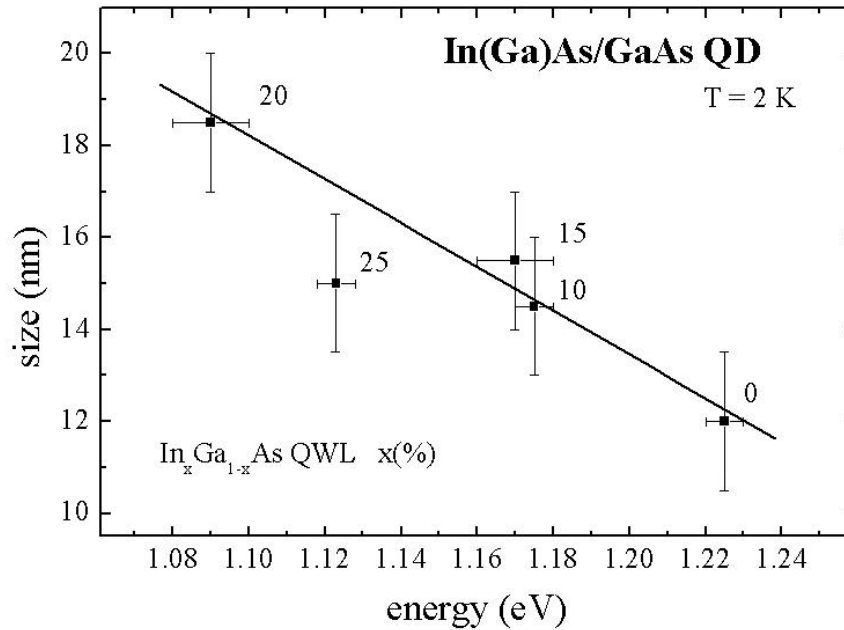
An Hand dieser Serie soll die Abhängigkeit der Lebensdauer von der Übergangsenergie untersucht werden.

#### 6.2.1.2 Ausschluß des Photonconfinement

Die Untersuchung einer Serie von QP Proben mit variierender Größe soll hier Aufschluß über die dominierenden Einflüsse der Struktur auf die Lebensdauer von Exzitonen im Grundzustand von QP liefern.

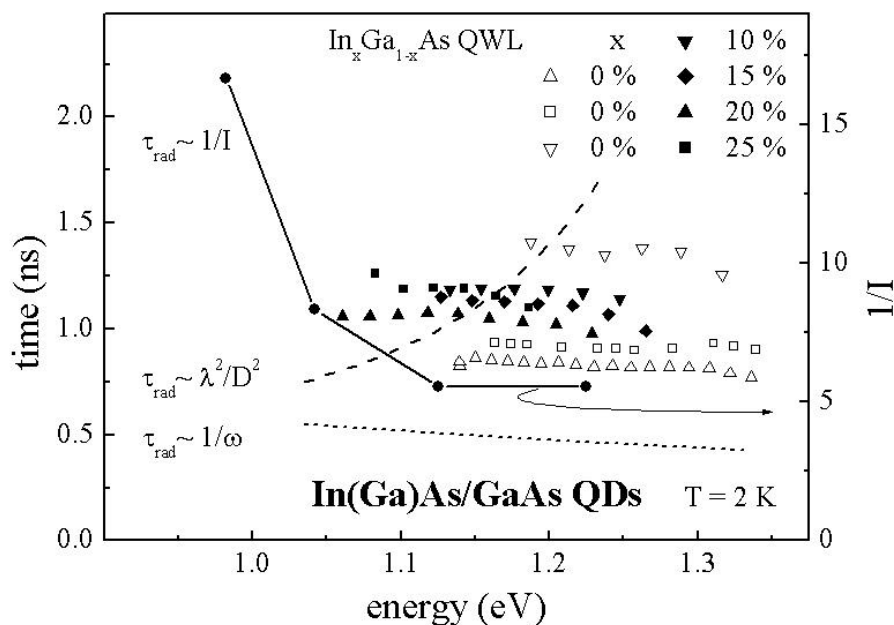
Die untersuchten Proben wurden mittels des Verfahrens der aktivierten spinoidalen Dekomposition hergestellt. In Untersuchungen mit dem Transmissionselektronenmikroskop wurde eine Zunahme der QP Durchmesser festgestellt [Kre00]. Gleichzeitig wird die in Bild 6.3 (siehe Kapitel 6.1.1) dargestellte Abnahme der Grundzustandsübergangsenergie in PL Messungen beobachtet. Diese Abhängigkeit wird nur für die Probe mit dem höchsten Indiumgehalt in die QP überdeckenden QFm nicht bestätigt. Dies weist auf mögliche strukturelle Veränderungen in dieser Probe hin und soll nicht weiter betrachtet werden. Alle Proben weisen eine Halbwertsbreite der PL von  $> 50$  meV auf. Dadurch kann innerhalb der jeweiligen Probe durch Analyse der Lebensdauer an der entsprechenden Energieposition der Zerfall von Subensembles untersucht werden. Ein wesentlicher Vorteil dieser Serie liegt im Überlapp der PL der verschiedenen Proben. Dadurch kann die zu untersuchende Abhängigkeit nicht nur über Energiepositionen bei verschiedenen Proben, sondern darüber hinaus auch bei festen Übergangsenergien in verschiedenen Proben analysiert werden.

Um den Vergleich der aus dem Photon-Confinement erwarteten Veränderung der Lebensdauer mit den Meßwerten zu ermöglichen, wurde der Zusammenhang von QP Größe und Übergangsenergie in Bild 6.11 dargestellt und für einen In Gehalt von 0 bis 20 % linear angepaßt.



**Bild 6.11** Korrelation von QP Größe (*engl.*: size) aus [Kre00] und Grundzustandsübergangsenergie. Die Gerade gibt den linearen Fit der mit 0 – 20 % InGaAs überwachsenen Proben wieder. Die Probe mit 25 % wurde in der Anpassung nicht berücksichtigt.

Die zeitaufgelösten Messungen liefern die in Bild 6.12 dargestellten Lebensdauern des Grundzustandsüberganges  $\tau_0$ .



**Bild 6.12** Lebensdauern des Grundzustandsüberganges in Abhängigkeit von der Energie (eckige Symbole). Die Linien geben die Vorhersagen der verschiedenen Modelle wieder. Die gepunktete Linie zeigt den erwarteten Einfluß der Übergangsenergie auf die Lebensdauer. Die gestrichelte Linie entspricht der erwarteten Abhängigkeit für ein dominierendes Photon-Confinement. Als Vergleich ist ebenfalls der Einfluß des variierenden Überlapps der Wellenfunktionen von Elektron und Loch im Falle pyramidalen QP eingezeichnet. Die runden Punkte aus den Rechnungen [Sti99] wurden verbunden, um die Tendenz der erwarteten Abhängigkeit zu verdeutlichen. (einzige Kurve mit Bezug auf  $1/I$  Skala)

Betrachtet man die Proben mit 10 - 20 % Indium im Quantenfilm (QFm) und die Referenzprobe mit langer Lebensdauer, entsteht der Eindruck einer mit zunehmender Übergangsenergie steigender Lebensdauer. Innerhalb jeder Probe ist jedoch die Abnahme der Lebensdauer mit steigender Grundzustandsübergangsenergie zu verzeichnen. Gleichzeitig liegen für kleine QP (reiner GaAs QFm, keine spinoidale Dekomposition) Lebensdauern größer und kleiner als die der QP mit niedrigerer Übergangsenergie vor. Weiterhin werden für eine feste Übergangsenergie verschiedene Lebensdauern gefunden.

Die Tendenz der Lebensdauer in den einzelnen Proben korreliert mit den Erwartungen für die Abhängigkeit der Lebensdauer von der Übergangsenergie und mit einem abnehmenden Überlappintegral [Asr96], [Dek01]. Die für das Photon-Confinement erwartete Zunahme der Lebensdauer kann nicht verifiziert werden. Der Nachweis verschiedener Lebensdauern bei der gleichen Übergangsenergie kann weder durch die Energieabhängigkeit der Lebensdauer noch durch das Photon-Confinement erklärt werden. Eine Abhängigkeit der Lebensdauer von Materialkonstanten ( $\epsilon$ ,  $P_{cv}$ ) kann auf Grund des gleichen QP Materials und der gleichen (GaAs QFm) oder ähnlichen (InGaAs QFm) umgebenden Barriere vernachlässigt werden. Damit liegt es nahe, die Ursache für Variationen der Lebensdauer bei gleicher Übergangsenergie in der Variation des Überlappintegrals zu suchen. Genauere Untersuchungen hierzu werden im Kapitel 6.2.2 vorgestellt.

#### 6.2.1.3 Zusammenfassung

Die Serie von QP mit variierender Größe zeigt zwischen den verschiedenen Proben mit zunehmender Übergangsenergie eine Zunahme der Grundzustandslebensdauer. Detailliertere Untersuchungen unter Ausnutzung der inhomogenen Breite des QP Ensembles innerhalb einer Probe weisen jedoch eine entgegengesetzte Tendenz auf. Insbesondere zeigen die Grundzustandsübergänge bei der gleichen Übergangsenergie eine probenabhängige Rekombinationszeit. Dies legt nahe, daß Änderungen der elektronischen Struktur der QP innerhalb der Probenserie auftreten, die einen dominierenden Einfluß auf die Lebensdauer des Grundzustandsüberganges haben. Die Tendenz der Lebensdauer innerhalb einer Probe zeigt eine Abhängigkeit, die qualitativ mit der erwarteten Größenabhängigkeit der Lebensdauer für einen konstantem Überlapp von Elektron- und Lochwellenfunktionen erwartet wird [Asr96], [Dek01], [Sch02]. Ein Einfluß des Confinements von Photonen in QP kann mit den vorliegenden Messungen nicht bestätigt werden.

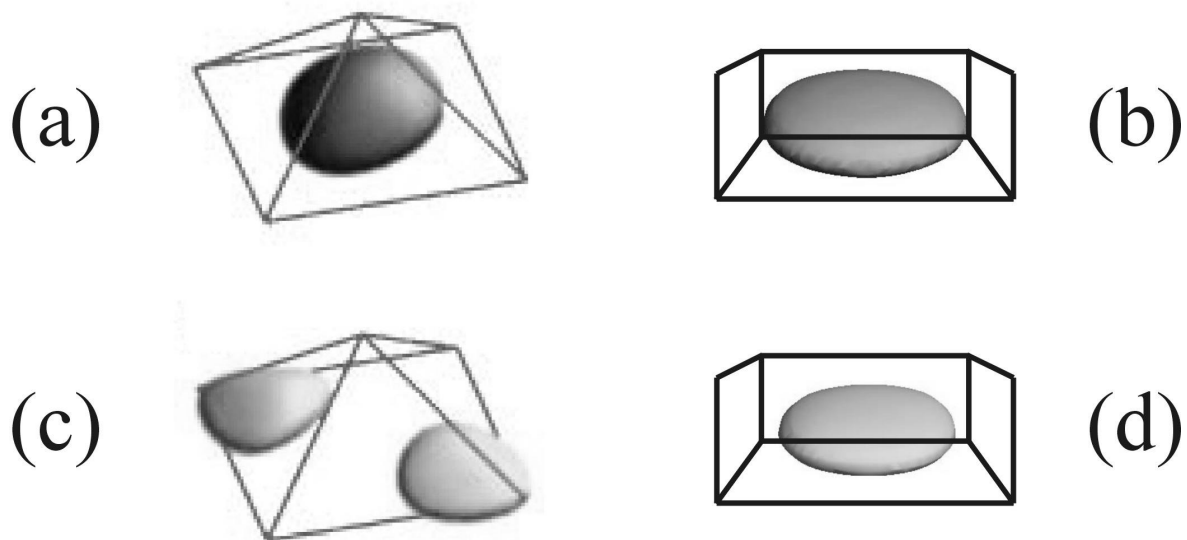
### 6.2.2 Überlapp der Wellenfunktionen und Lebensdauer

Die variierenden Rekombinationszeiten der Grundzustandsübergänge gleicher Energie und die Tendenz der Lebensdauer innerhalb der einzelnen Proben, die im Kapitel 6.2.1 vorgestellt wurden, lassen einen wesentlichen Einfluß des Überlapps der Wellenfunktionen auf die Lebensdauer des Grundzustands vermuten. Um diesen Einfluß detaillierter studieren zu können, wurden Proben bekannter Geometrie untersucht. Zusätzlich wurde anhand einer Nachbehandlung die gezielte Veränderung des Überlapps der Wellenfunktionen betrachtet.

#### 6.2.2.1 Quantenpunktform und Rekombinationszeit

Das Überlappintegral  $I$  wird durch das Verhältnis der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von Elektron und Loch bestimmt. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten können aus Rechnungen im Rahmen der  $k \cdot p$  Theorie abgeleitet werden.

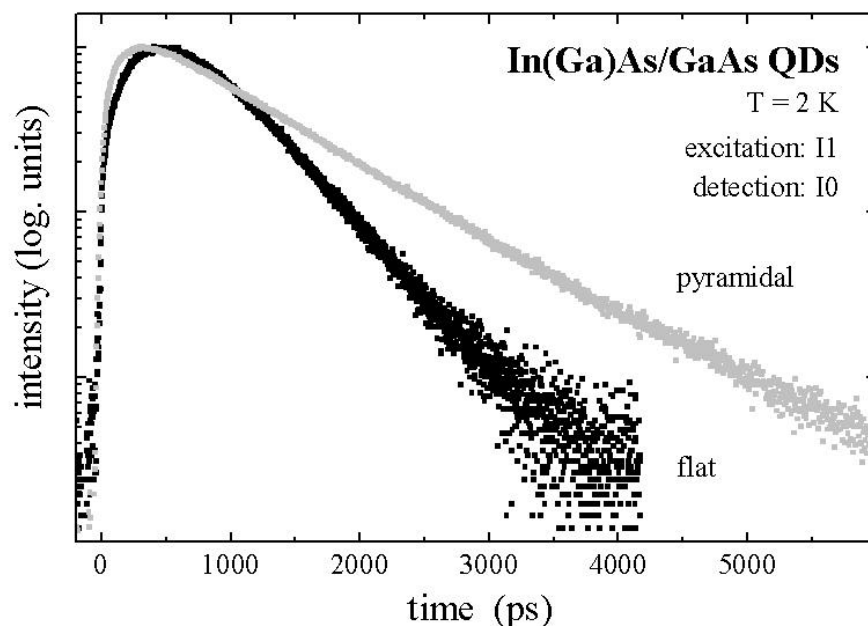
Für Berechnung der Wellenfunktionen in QP sind Größe, Form und Zusammensetzung derselben essentiell. Die in der Literatur [Sti99], [Sch02] berechneten QP bestehen aus InAs und sind in eine GaAs Matrix eingebettet. Als Formen der QP werden eine Pyramide (Basis 20 nm, Höhe 10 nm) und ein Pyramidenstumpf (Basis 19,5 nm, Höhe 3,5 nm) angenommen. Die geometrischen Annahmen in den Rechnungen geben die untersuchten Strukturen gut wieder. Die berechneten Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Ladungsträger sind in Bild 6.13 dargestellt.



**Bild 6.13** In [Sti99] und [Sch02] berechnete Aufenthaltswahrscheinlichkeiten des Grundzustandes des Elektrons (a) und (b) und des Lochs (c) und (d) in InAs/GaAs QP. Die angenommene Form der QP ist in (a) und (c) eine Pyramide [Sti99], in (b) und (d) ein Pyramidenstumpf [Sch02].

Auffällig sind die bezüglich der Wachstumsrichtung rotationssymmetrischen und nahezu identischen Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Ladungsträger für flache QP (b) und (d) während diese in der Pyramide (a) und (c) stark unterschiedlich sind. Dies wird wesentlich durch die Verschiebung der Lochwellenfunktion in Richtung Basis der Pyramide und die gleichzeitige Verlagerung der Schwerpunkte der Aufenthaltswahrscheinlichkeit entlang der Diagonalen der Grundfläche in Richtung der Ecken der Pyramide bedingt. Damit ist im Fall der flachen Quantenpunkte ein großes, im Fall der Pyramiden ein kleines Überlappintegral  $I$  der Wellenfunktionen zu erwarten.

Die theoretischen Erwartungen sollen an Hand ausgewählter Proben überprüft werden. Wie aus der Literatur [Eis99] und Voruntersuchungen bekannt ist (siehe Kapitel 6.1.2 und [Gon00]), liegt der In Gehalt der MOCVD gewachsenen QP (ohne Nachbehandlung) bei fast 100%. Auch bei den MBE QP wird von reinen InAs QP ausgegangen, da die Diffusionsprozesse wegen der geringeren Wachstumstemperatur noch unwahrscheinlicher sind. Um mögliche Einflüsse der Übergangsenergie [Asr96], [Dek01] auszuschließen, wurden Proben mit einer vergleichbaren Energie des Grundzustandes gewählt. Die Form der untersuchten QP wurde mittels hochauflösender Transmissionselektronenmikroskopie bestimmt (vergleiche Bild 5.2 im Kapitel 5.2). Die mit MBE gewachsenen hohen QP (Basis 19 nm, Höhe 10 nm) werden in den folgenden Messungen mit flachen QP (Basis 17 nm, Höhe 5 nm) in MOCVD Strukturen verglichen. Die Transienten sind in Bild 6.14 dargestellt.



**Bild 6.14** Zeitverhalten des Grundzustandsüberganges I0 von pyramidalen und flachen QP vergleichbarer Übergangsenergie unter resonanter Anregung des ersten angeregten Überganges I1. Deutlich erkennbar ist die längere Zerfallszeit der pyramidalen Strukturen.



Die pyramidalen QP zeigen eine Lebensdauer von  $\sim 920$  ps während die flachen QP nur  $\sim 375$  ps aufweisen. Zusammensetzung und Formunterschiede der QP erlauben einen direkten qualitativen Vergleich mit den berechneten Aufenthaltswahrscheinlichkeiten. Für die Lebensdauer des Exzitons im QP ist der Überlapp der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Ladungsträger entscheidend [Hei00b]. Somit ist der strahlenden Rekombination ein dominierender Einfluß auf die Lebensdauer von Exzitonen im Grundzustand von QP zuzuordnen.

Um in den QP für die zeitaufgelösten Messungen gezielt ein Exziton zu generieren und die im Kapitel 6.1 angesprochenen Vielteilchenprozesse zu umgehen, wurde die Photolumineszenz resonant zum jeweiligen ersten angeregten Übergang erzeugt. Referenzmessungen mit niedriger Anregungsdichte unter Anregung der umgebenden Matrix zeigen identische Lebensdauern, wie im Kapitel 6.4 dargelegt wird.

Im Folgenden soll gezeigt werden, wie dieser Überlapp durch Diffusion variiert werden kann.

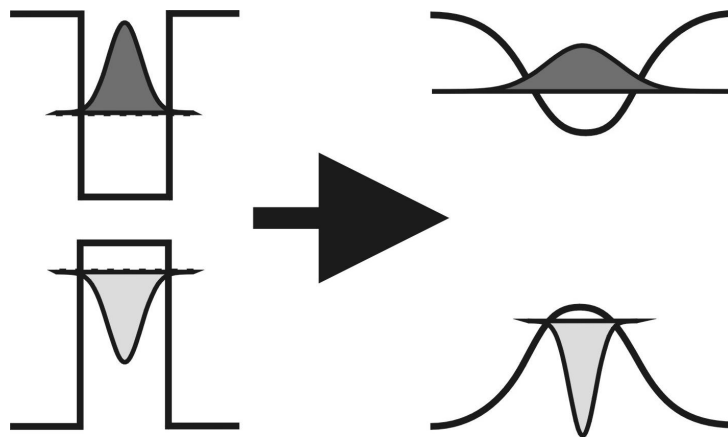
#### 6.2.2.2 Veränderbarer Überlapp durch Diffusion

Zum Studium eines veränderten Überlapps wird die Serie von Proben mit diffundierten QP verwendet. Die Elektronenmikroskopuntersuchungen einer Vergleichsprobe zeigen als Ausgangspunkt der Nachbehandlung flache QP. Die Serie entstand aus einer Probe, deren Teile unterschiedlich nachbehandelt wurden. Damit steht nur eine begrenzte Materialmenge zur Verfügung, wobei die getemperten Stücke jeweils einige Quadratmillimeter groß sind. An so kleinen Proben ist eine Untersuchung mittels Transmissionselektronenmikroskopie nicht erfolgversprechend. Daher erfolgte keine Bestimmung der Zusammensetzung und der Form der QP.

Berechnungen der Wellenfunktionen mittels  $k \bullet p$  Theorie können daher nicht durchgeführt werden. Um dennoch Aussagen über den Einfluß der Diffusion treffen zu können, werden die erwarteten Veränderungen qualitativ abgeschätzt. Erste Untersuchungen der diffundierten QP-Proben wurden bereits im Kapitel 6.1 vorgestellt.

Die Vermischung von QP und Barrierenmaterial läßt sich prinzipiell in zwei Teilschritte untergliedern [Hei98]. Zunächst wird die Diffusion von Indium und Gallium im äußeren Bereich der QP erwartet, die zu einer Abschwächung der ausgeprägten Potentialstufe am Übergang zwischen In(Ga)As QP und umgebender GaAs Barriere führt. Bei höheren Temperaturen diffundiert Gallium bis ins Zentrum der QP und führt zu einer Absenkung der Lokalisierungsenergie bei gleichzeitiger Zunahme der Band-Band Übergangsenergie des Materials.

Diese Vorgänge sind qualitativ in Bild 6.15 dargestellt.

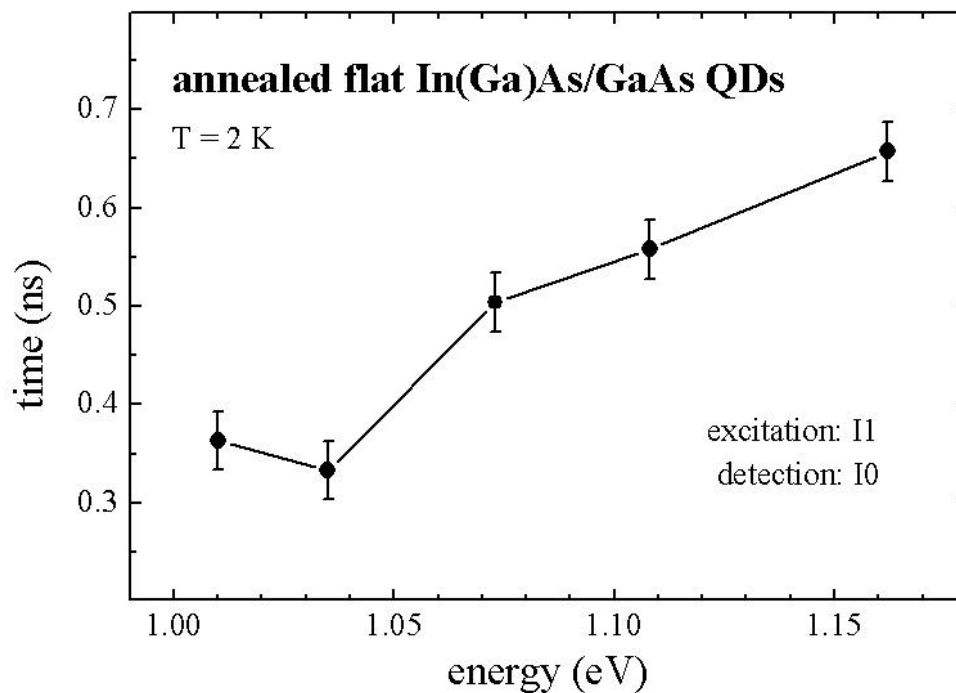


**Bild 6.15** Qualitative Beschreibung der Veränderung des Potentials eines flachen QP bei Wärmebehandlung. Die eingezeichneten Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von Elektron und Loch zeigen einen mit zunehmender Temperatur der Wärmebehandlung ausgeprägteren Einfluß der jeweiligen effektiven Masse.

Unter Vernachlässigung der Geometrie der QP kann die Aufenthaltswahrscheinlichkeit von Elektron und Loch im Grundzustand mittels der Theorie der effektiven Masse abgeschätzt werden. Qualitativ ist für die nicht diffundierte Probe ein von der effektiven Masse der Ladungsträger nahezu unabhängiges geringes Eindringen der Wellenfunktionen in die Barriere zu erwarten. Die räumliche Lokalisierung von Elektron und Loch ist vergleichbar. Mit der Abschwächung der starken Potentialstufe an der Grenze der QP und der abnehmenden Lokalisierungsenergie dringen die Wellenfunktionen der Ladungsträger verstärkt in die Barriere ein. Die beobachtete Eindringtiefe ist dabei indirekt proportional zur effektiven Masse des Ladungsträgers. Da die effektive Masse des Elektrons deutlich geringer ist, kommt es zu einer im Vergleich zum Loch schwächeren räumlichen Lokalisierung des Elektrons. Der Überlapp der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von Elektron und Loch nimmt ab.

Die skizzierte Veränderung der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten spiegelt den Einfluß der unterschiedlichen effektiven Massen der Ladungsträger wider. Es sei an dieser Stelle nochmals darauf verwiesen, daß es sich hier um eine qualitative Abschätzung handelt, der keine Berechnung zu Grunde liegt.

Die Lebensdauer des Grundzustandes der QP ist als Funktion der Energie in Bild 6.16 dargestellt. Der dominierende Einfluß auf die Übergangsenergie ist hier durch die veränderte Zusammensetzung der QP bedingt! Die mit der Größe der QP erwartete Abnahme der Energie der Emission des Grundzustandes der QP wird durch die veränderte Zusammensetzung überkompensiert!



**Bild 6.16** Lebensdauer des Grundzustandsüberganges der diffundierten Probenreihe. Die Lebensdauer des Grundzustandes der QP nimmt mit zunehmender Diffusion zu. Entscheidend für diesen Effekt ist die Abnahme der strahlenden Rekombinationswahrscheinlichkeit. Diese resultiert aus dem abnehmenden Überlapp der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von Elektron und Loch.

Mit zunehmender Übergangsenergie wird eine um das Doppelte erhöhte Lebensdauer beobachtet. Dieser Effekt kann analog zu den Untersuchung der QP Proben unterschiedlicher Geometrie dem reduzierten Überlapp der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von Elektron und Loch zugeordnet werden.

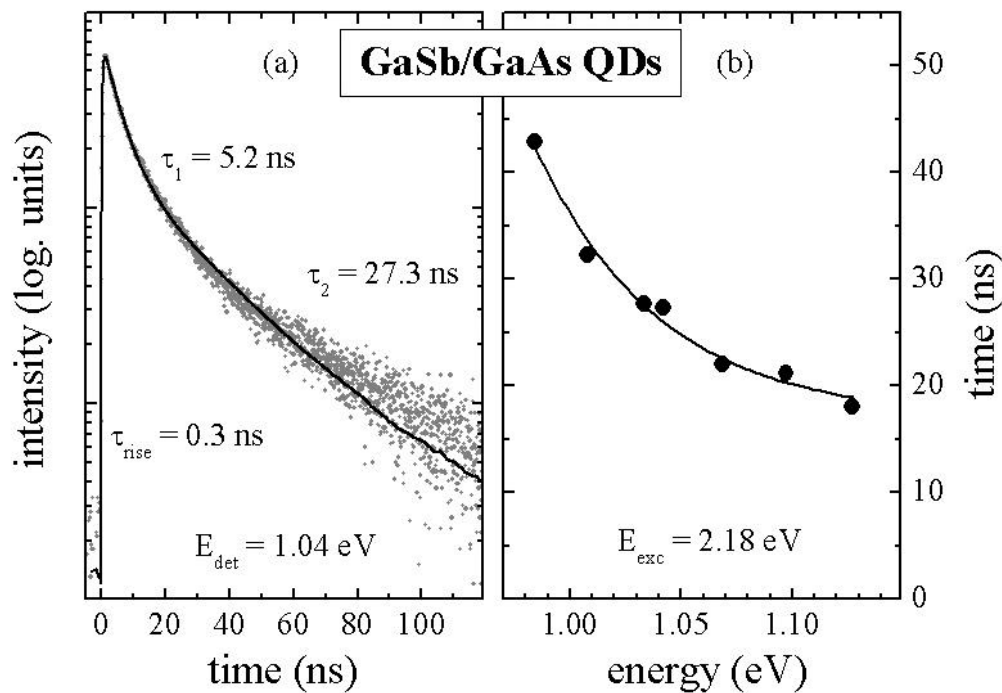
#### 6.2.2.3 Lebensdauer und Überlapp in Typ II Strukturen

Die bisher untersuchten In(Ga)As/GaAs QP besitzen eine Typ I Bandstruktur. Darunter versteht man die gleichzeitige Lokalisierung von Elektronen und Löchern im QP. Speziell ist bei In(Ga)As/GaAs QP zusätzlich die Lokalisierung von Elektronen und Löchern etwa gleich groß. Wie bereits gezeigt wurde, spielt bereits bei diesen Strukturen der Überlapp der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von Elektron und Loch eine entscheidende Rolle für die Rekombinationsdynamik. Die in diesem Kapitel vorgestellten Messungen wurden an GaSb/GaAs QP durchgeführt. Diese QP zeichnen sich durch eine Lokalisierung von Löchern im QP (etwa doppelte Lokalisierungsenergie im Vergleich zu In(Ga)As/GaAs QP) bei gleichzeitig delokalisierten Elektronen in der Barriere aus [Nor98] (Typ II Struktur). Die Coulomb-Wechselwirkung führt in diesem System zu lokalisierten Exzitonen [Led95b].

In den Typ II Strukturen ist auf Grund der räumlichen Trennung von Elektronen und Löchern ein deutlich reduzierter Überlapp der Wellenfunktionen zu erwarten. Ist diesem analog zu den Typ I Strukturen der dominierende Einfluß auf die Lebensdauer des Grundzustandsüberganges zuzuordnen, muß eine signifikante Erhöhung der Lebensdauer beobachtet werden.

Die QP in der untersuchten Probe haben eine laterale Ausdehnung von  $\sim 25$  nm bei einer Höhe von  $\sim 3$  nm und einer QP dichte von  $3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  [Mue01]. Auch bei geringen Anregungsdichten sind in diesem System Vielteilchenzustände zu erwarten [Mue01b].

Die PL der Probe zeigt den Grundzustandsübergang des Ensembles bei 0,95 - 1,12 eV [Mue01b]. Exemplarisch ist in Bild 6.17 (a) die Transiente des Grundzustandsüberganges bei 1,04 eV dargestellt.



**Bild 6.17** (a) Zeitverhalten des Grundzustandsüberganges von Typ II GaSb/GaAs QP. (b) Abhängigkeit der Lebensdauer des Grundzustandsüberganges von der Übergangsenergie.

Von der Anpassung (Linie) der Messung (Punkte) ist die lange Zeitkonstante  $\tau_2 = 27,3$  ns von Interesse. Diese wird dem Zerfall des letzten Exzitons, das am QP lokalisiert ist, zugeordnet. Auf Grund des Meßverfahrens muß die bestimmte Zeitkonstante als unterer Grenzwert für die Lebensdauer aufgefaßt werden. Die Größe der QP in dieser Probe variiert um einen Mittelwert. Für eine abnehmende Größe der GaSb/GaAs QP wird analog zu den Typ I QP eine zunehmende Übergangsenergie des Grundzustandes erwartet. Daher kann über den Nachweis der PL bei verschiedenen Energien die Lebensdauer des Grundzustandes für

verschieden große QP bestimmt werden. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Bild 6.17 (b) dargestellt. Entgegen der Erwartung aus dem Modells der „giant oscillator strength“ [Ras75] wird eine Abnahme der Lebensdauer mit steigender Übergangsenergie festgestellt.

Mit der steigenden Übergangsenergie ist eine abnehmende QP-Größe verbunden. Die abnehmende Größe der QP führt zu einem zunehmenden Eindringen der Wellenfunktionen der lokalisierten Löcher in die Barriere. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Löcher, die durch das Quadrat der Wellenfunktion gegeben ist, steigt in der Barriere an. Damit ist für kleine QP ein zunehmender Überlapp der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von Elektronen und Löchern gegeben, die mit einer beschleunigten strahlenden Rekombination verbunden ist. Diese ist als ursächlich für die abnehmende Lebensdauer des Exzitons im Grundzustand des QP anzusehen.

Die in der Anpassung Bild 6.17 (a) enthaltene Anstiegszeit charakterisiert den Einfang der Löcher in der QP und die Thermalisierung der Elektronen im langreichweitigen Coulomb-Potential. Der ebenfalls verwendete schnelle Anteil des Zerfalls ist Vielteilchenzuständen zuzuordnen.

Im Vergleich zu den in der Literatur vorgestellten Messungen [Sun96] konnte die kurze Zeitkonstante angeregten Exzitonen zugeordnet werden und eine längere Lebensdauer des Exzitons im Grundzustand wurde beobachtet. Diese wird der intrinsischen Lebensdauer des Exzitons in Typ II Strukturen zugeordnet. Im Gegensatz zu [Sun96] weist die untersuchte Probe keine dicht benachbarten Barrieren auf, die die ungebundenen Elektronen in der Nähe der QP lokalisieren und den Überlapp der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von Elektron und Loch erhöhen können.

#### 6.2.2.4 Zusammenfassung

Der Einfluß des Überlapps der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von Elektron und Loch auf die strahlende Lebensdauer des Grundzustandes wurde sowohl für Typ I als auch für Typ II QP gezeigt. Während für Typ I Strukturen eine Variation der strahlenden Lebensdauer im Bereich von 0,4 - 1,0 ns festgestellt wurde, konnte in Typ II QP eine strahlende Rekombination von bis zu 45 ns nachgewiesen werden. Damit ist eine Variation der strahlenden Rekombination im Bereich von 2 Größenordnungen für QP möglich.

In Übereinstimmung mit Berechnungen der  $k \bullet p$  Theorie konnte für InAs/GaAs QP der dominierende Einfluß der Form der QP auf den Überlapp der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten des Grundzustandes abgeleitet werden. Besonders interessant ist dieses Ergebnis im Zusammenhang mit der Kontrolle der Wachstumsparameter.

Die für In(Ga)As/GaAs [Gar97], [Gar98], [Lia98] und andere QP [Fre97] beobachteten Veränderungen der QP beim Überwachsen eröffnen an dieser Stelle eine Möglichkeit zur gezielten Beeinflussung der Dynamik.

Im System der diffundierten  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{GaAs}$  QP wurde der variierende Überlapp der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten an Hand qualitativer Überlegungen zum Eindringen der Wellenfunktionen in die Barriere plausibel gemacht. Im Rahmen des Konzepts „Effektive Masse“ konnte unter Abschätzung des Verhältnisses der effektiven Massen der Ladungsträger die Verbindung von Überlapp der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten mit der Lokalisierungsenergie gezeigt werden.

Innerhalb eines Typs von QP kann die Lebensdauer bedingt durch strukturelle Parameter um mindestens einen Faktor 2 variieren.

### 6.2.3 Zusammenfassung

Im vorangegangenen Kapitel wurde der Überlapp der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Ladungsträger als physikalische Ursache für die unterschiedliche Dynamik der strahlenden Rekombination herausgestellt. Die dominierenden Einflüsse der Form für InAs/GaAs QP und der Lokalisierungsenergie für diffundierte  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{GaAs}$  QP wurde im Vergleich mit der  $k \bullet p$  Theorie beziehungsweise qualitativen Überlegungen im Rahmen des Konzepts „Effektive Masse“ erläutert.

Der Vergleich mit den Berechnungen der  $k \bullet p$  Theorie erlaubt detaillierte Aussagen über den starken Einfluß der Form von In(Ga)As/GaAs QP auf die Rekombination, der mit einem untergeordneten Einfluß der Größe für pyramidale QP verbunden ist [Sti99].

Die Korrelation der Lebensdauer des Grundzustandes mit der Übergangsenergie weist für QP innerhalb einer Probe eine Abhängigkeit auf, die durch die Veränderung der Übergangsenergie beschrieben wird. Der Einfluß der Form oder der Materialzusammensetzung in den QP kann für eine Probe als vernachlässigbar angesehen werden.

In Zusammenhang mit dem untergeordneten Einfluß der nichtstrahlenden Prozesse auf die Lebensdauer des Grundzustandes von Exzitonen in QP kann die Variation der Lebensdauern als ein Prozeß verstanden werden, der durch den Überlapp der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von Elektron und Loch bestimmt ist [Lom99].

### 6.3 Relaxation in Quantenpunkten

Vom System QP mit einem Exziton wurde bisher die Lebensdauer des Grundzustandes I0 untersucht. Die Dominanz der strahlenden Rekombination in QP wurde an Hand des einfach exponentiellen Zerfalls des Ensembles und der Temperaturabhängigkeit der Zerfallszeit gezeigt. Weiterhin wurde der dominierende Einfluß des Überlapps der Ladungsträgerwellenfunktionen auf die Rekombination des Grundzustandes gezeigt.

Im folgenden Kapitel soll die Relaxation eines Exzitons im ersten angeregten Zustand I1 eines QP untersucht werden. Dazu ist die Analyse der strahlenden und nichtstrahlenden Prozesse, die zum Zerfall einer geschaffenen Besetzung von I1 beitragen, vorzunehmen. Diese wird mit der zeitlichen Entwicklung der Emission des Grundzustandes I0 verglichen. Neben der strahlenden Rekombination von I1 sind nichtstrahlende Beiträge als Relaxation einerseits in den Grundzustand und andererseits über Punktdefekte zu diskutieren.

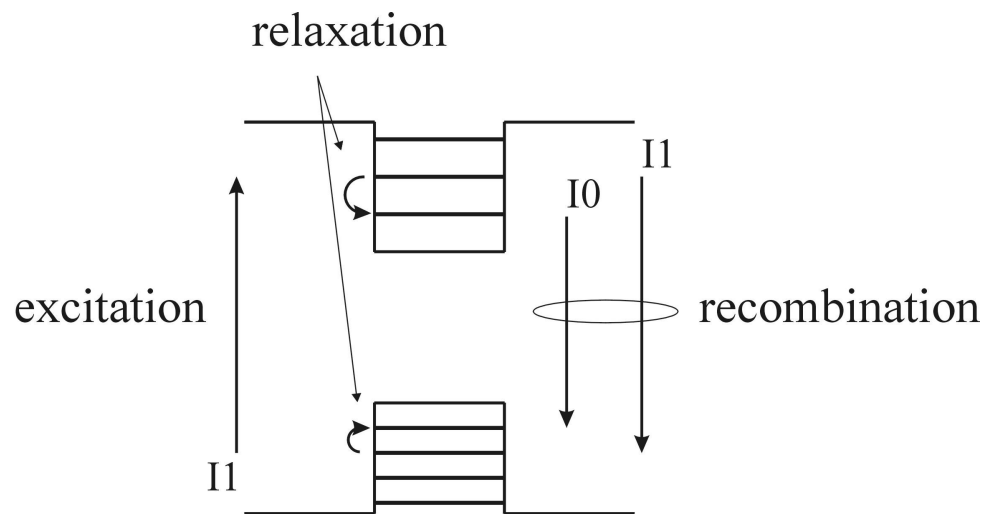
Die durch Punktdefekte erzeugte Interbandrelaxation (vom Leitungsband in das Valenzband) zeigt bei der Untersuchung eines Ensembles von QP für die Emission des Grundzustandes I0 einen charakteristischen, mehrfach exponentiellen Zerfall. Diese Charakteristik muß, falls signifikante Anteile der nichtstrahlenden Interbandrelaxation vorliegen, auch für den ersten angeregten Zustand I1 gelten. Alle im folgenden Kapitel vorgestellten Messungen zeigen einen einfach exponentiellen Zerfall. Damit kann auf einen vernachlässigbaren Einfluß der Interbandrelaxation für den ersten angeregten Zustand I1 geschlossen werden.

Um ein Verständnis der mit der Relaxation in den Grundzustand verbundenen Wechselwirkungen zu entwickeln, wird als erstes die Art der relaxierenden Quasiteilchen bestimmt. Anschließend erfolgt die Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Relaxation. Die Bedeutung von Streuprozessen mit Phononen [Ino92], [Wan93], [Wan94], [Sug95], [Adl98], [Bog01] wird diskutiert und auf die in der Literatur dargelegten Aspekte von schwacher [Ben91] und starker [Ham99], [Ver00], [Xin99] Kopplung zwischen Ladungsträgern und Phononen eingegangen. Der für die Relaxation eines Exzitons im QP dominierende Streuprozess wird bestimmt.

Die Beteiligung zusätzlicher Streuprozesse wird qualitativ abgeschätzt [Boc96], [Ray96], [Yua99]. Dabei wird speziell auf Augerprozesse [Efr95], [Fio00], [Gio01], [Mar99], [Usk97] eingegangen, die in der Literatur vielfach angeführt werden.

Die für die Dynamik des ersten angeregten Überganges relevanten Prozesse sind in Bild 6.18 skizziert.



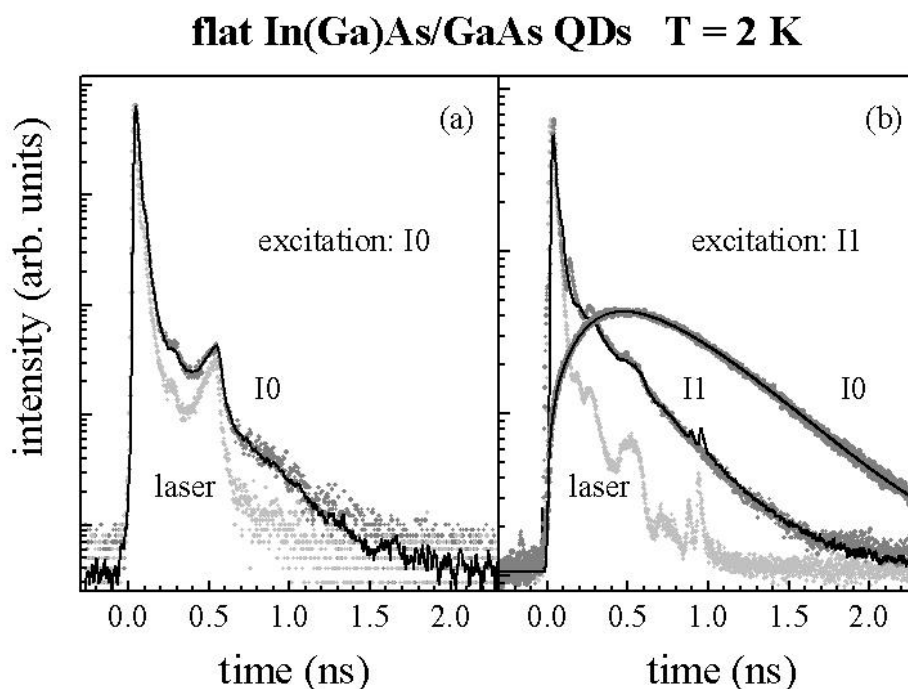


**Bild 6.18** Prozesse die beim Zerfall des ersten angeregten Zustandes berücksichtigt werden müssen. Von links nach rechts: Anregung (*engl.: excitation*) des Systems mittels Photonen der Energie des ersten angeregten Überganges  $I1$ , Relaxation (*engl.: relaxation*) der Ladungsträger und strahlende Rekombination (*engl.: recombination*) der Zustände. Die Beiträge der Interbandrelaxation (*engl.: interband relaxation*) am Beispiel von Punktdefekten mit Zuständen innerhalb der Bandlücke wird im Text als nicht signifikant erläutert und ist hier nicht mehr aufgeführt.

### 6.3.1 Das relaxierende Quasiteilchen

Bereits im Volumenhalbleiter haben die Wechselwirkungen zwischen Elektron und Loch einen wesentlichen Einfluß auf die PL Eigenschaften [Fre31], [Fre31b], [Wan37]. In In(Ga)As/GaAs QP sind Exzitonen im Vergleich zum Volumenhalbleiter in ihrer Ausdehnung eingeschränkt. Der verstärkte räumliche Überlapp der Ladungsträgerwellenfunktionen im QP läßt hier einen signifikanten Beitrag der Coulomb-Wechselwirkung zur Dynamik erwarten. An dieser Stelle sei nochmals darauf verwiesen, daß die Lokalisierung der Ladungsträger sicherlich den dominierenden Beitrag zur Eigenenergie der Ladungsträger liefert. Dennoch kann die Coulomb-Wechselwirkung in Teilbereichen die Eigenschaften des Systems durchaus dominieren, wie sich bereits im Volumenhalbleiter zeigt.

In den folgenden Experimenten wurde ein Exziton mit der Energie des ersten angeregten Zustandes in einem Subensemble der QP erzeugt. Über die Anregungsbedingungen wurde sichergestellt, daß keine zusätzlichen Ladungsträger im QP vorhanden sind. Diese Messungen sind im Bild 6.19 für die unbehandelten Probe der Diffusionsserie exemplarisch dargestellt.



**Bild 6.19** Dynamik der flachen, nicht diffundierten QP. Die Anregung (*engl.: excitation*) erfolgte im linken Teilbild (a) resonant zum Grundzustandsübergang I0, im rechten Teilbild (b) resonant zum ersten angeregten Übergang I1. Die Nachweisenergien sind neben der jeweiligen Transiente angegeben. Die Kennzeichnung „laser“ gibt die Zeitanwort des Meßsystems wieder.

Die Punkte geben die jeweiligen Meßwerte wieder, während die Linien den zugehörigen Anpassungen entsprechen. Während in der linken Teilabbildung (a) die Messungen mit einer Anregung resonant zum Grundzustandsübergang I0 dargestellt sind, werden im rechten

Teilbild (b) die zeitaufgelösten Spektren unter Anregung des ersten angeregten Übergangs I1 zusammengefaßt. Die zeitaufgelöste PL bei direkter Anregung des Überganges (in (a) mit „I0“ und in (b) mit „I1“ bezeichnet) unterscheidet sich von der Systemantwort an der gleichen spektralen Position, die jeweils mit „laser“ gekennzeichnet ist. Ihr Beitrag zur Transiente ist im Bereich 0,2 - 2 ns deutlich erkennbar. Die im rechten Bild (b) mit I0 gekennzeichnete Messung zeigt die PL des Grundzustandsüberganges bei resonanter Anregung des ersten angeregten Übergangs I1.

Die Relaxation eines Ladungsträgers kann nur vom ersten angeregten Zustand in den Grundzustand erfolgen. Wichtig für die Interpretation der Experimente ist die Kenntnis der Lebensdauern des Grundzustandes I0 und des ersten angeregten Zustandes I1. Um hier zuverlässige Informationen zu erhalten, die nicht durch andere Prozesse verfälscht sein können, wurden die Übergänge selbst angeregt [Hei00b], [Pai00]. Dadurch können in dem beschriebenen System die Lebensdauern des ersten angeregten und des Grundzustandsüberganges direkt bestimmt werden. Das Eintreffen der relaxierten Quasiteilchen im Grundzustand wird aus dem Anstieg der PL des Grundzustandsüberganges nach Anregung des ersten angeregten Überganges ermittelt.

Die aus den Messungen gewonnenen Zeitkonstanten sind in Tabelle 6.3 zusammengefaßt.

Anregung / Nachweis	Anstieg	Zerfall
I1 / I1	---	<b>350 ps</b>
I1 / I0	<b>370 ps</b>	375 ps
I0 / I0	---	340 ps

**Tabelle 6.3** Zeitkonstanten der Anpassungen, die die Transienten in Bild 6.19 widerspiegeln. Hervorgehoben sind die im Rahmen der Meßgenauigkeit gleichen Zeiten für den Zerfall des ersten angeregten Überganges und den Anstieg des Grundzustandes.

Unter Berücksichtigung einer Ungenauigkeit von 10 % in der Bestimmung der Zeitkonstanten sind alle bestimmten Zeiten gleich. Besonders hervorzuheben ist an dieser Stelle die Identität des Zerfall des ersten angeregten Überganges (Zerfall I1 / I1) mit dem Anstieg des Grundzustandsüberganges (Anstieg I1 / I0). Dies soll im Folgenden interpretiert werden, um Informationen über das oder die relaxierende(n) Quasiteilchen zu erhalten.

Die resonante Anregung erzeugt in den neutralen QP ein Exziton im ersten angeregten Zustand. Auf Grund der vorher gegebenen Ladungsneutralität existieren keine zusätzlichen Ladungsträger im QP. Das Elektron und das Loch befinden sich, zumindest kurz nach der Anregung, in ihrem jeweiligen ersten angeregten Zustand.

Die folgende Diskussion wird der Verständlichkeit wegen zunächst unter der Annahme geführt, daß das Elektron als erster der Ladungsträger seinen angeregten Zustand verläßt. Wenn das Elektron relaxiert ist, verschiebt sich die Emission des QP. Die möglicherweise vorhandene Emission des neuen Zustandes besitzt eine geringere Energie als der Übergang I1. Durch den spektral selektiven Nachweis wird jedoch nur die PL von I1 nachgewiesen. Damit entspricht die gemessene Lebensdauer des Exzitons im ersten angeregten Zustand (Zerfall I1 / I1) der Lebensdauer des Elektrons im ersten angeregten Zustand. Auf welche Art und Weise die Relaxation des Elektrons erfolgt ist hier sekundär, da die beobachtete Lebensdauer des ersten angeregten Überganges sowohl die strahlenden als auch die nichtstrahlenden Prozesse umfaßt. Das Loch verläßt gleichzeitig oder später seinen ersten angeregten Zustand. Die Rekombination des Grundzustandsüberganges I0 (Anstieg I1 / I0) kann erst beginnen, wenn sich das Elektron und das Loch in ihrem Grundzustand befinden. Diese Zeit wird also durch den zweiten Ladungsträger, der in seinen Grundzustand erreicht, bestimmt. Der erste Ladungsträger muß gleichzeitig oder früher in seinen Grundzustand relaxiert sein.

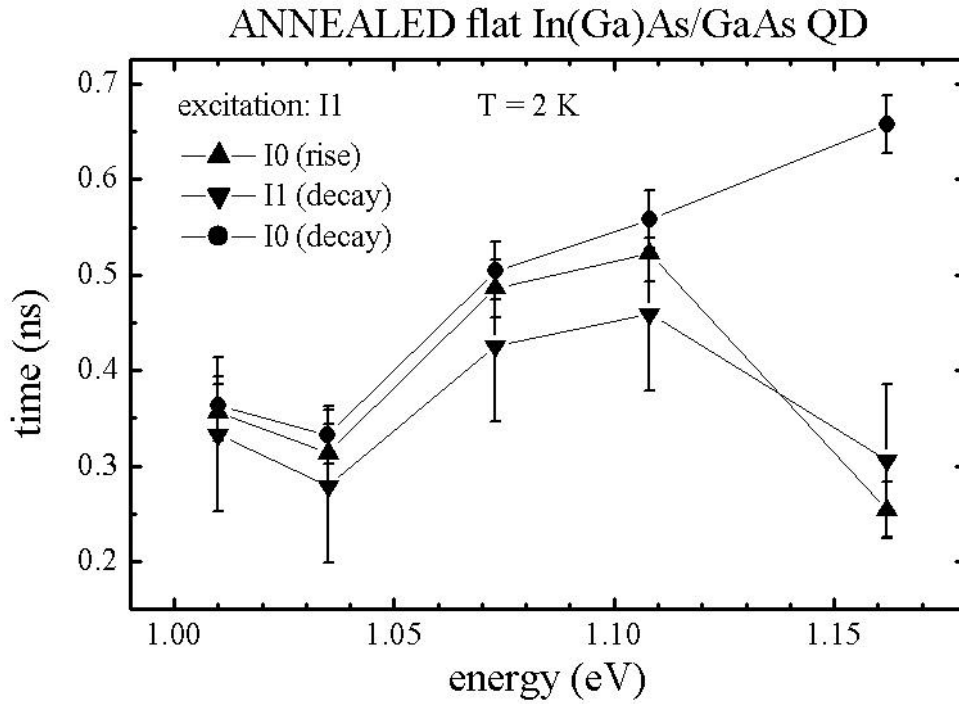
Experimentell sind die Zeiten, mit denen der zweite Ladungsträger seinen Grundzustand erreicht und das Elektron seinen angeregten Zustand verläßt, identisch. Dies ist nur möglich, wenn das Elektron direkt in den Grundzustand übergeht und das Loch zeitgleich seinen angeregten Zustand verläßt und gleichfalls einen Übergang in den Grundzustand vollzieht. Damit ist jedoch eine korrelierte Relaxation der Ladungsträger gegeben. Das heißt, ein Exziton im QP relaxiert als ein Quasiteilchen!

Die Diskussion unter der Annahme, daß das Loch als erstes seinen angeregten Zustand verläßt, kann analog geführt werden. Auch hier ergibt sich die Relaxation des Exzitons als ein Quasiteilchen.

Im Folgenden wurde diese Untersuchung auf alle Proben der Diffusionsserie ausgeweitet. Die gemessenen Zeitkonstanten wurden über der jeweiligen Grundzustandsübergangsenergie, die mit steigender Diffusion zunimmt, aufgetragen.

Für alle Proben der Serie wird die Übereinstimmung der Zerfallszeit des ersten angeregten Überganges I1 („I1 decay“) mit der Anstiegszeit des Grundzustandsüberganges I0 („I0 rise“) festgestellt. Damit ist analog zur ausführlichen Betrachtung der nicht diffundierten Probe eine Exzitonrelaxation in jeder dieser Proben gegeben.

Die im Folgenden zu untersuchende Relaxation muß also als ein Prozeß der Wechselwirkung mit Exzitonen beschrieben werden! Die aus den Messungen ermittelten Zeitkonstanten sind in Bild 6.20 dargestellt.



**Bild 6.20** Zeitkonstanten des Anstiegs (*engl.: rise*) und Zerfalls (*engl. decay*) der PL des Grundzustandsüberganges I0 und des ersten angeregten Überganges I1 der Proben mit unterschiedlich starker Diffusion. Die Messungen wurden unter Anregung (*engl.: excitation*) des ersten angeregten Überganges I1 durchgeführt.

Der Grundzustand I0 zeigt eine mit zunehmender Diffusion (das heißt mit steigender Übergangsenergie) zunehmende Gesamtlebensdauer. Diese ist auf Grund des untergeordneten Einflusses der nichtstrahlenden Relaxation als Veränderung der strahlenden Lebensdauer des Zustandes zu beschreiben. Parallel dazu steigt die Gesamtlebensdauer des angeregten Zustandes I1 für die Proben mit zunehmender Diffusion zunächst an und ist hier gleich der Lebensdauer des Grundzustandsüberganges. Für die am stärksten diffundierten QP reduziert sich die Lebensdauer des angeregten Zustandes auf weniger als die Hälfte der Grundzustandslebensdauer. Diese Tendenz deutet sich für die vorhergehende Probe bereits an. Die gemessene Gesamtlebensdauer des angeregten Überganges I1 ist durch die Rekombination des Überganges und die Relaxation in den Grundzustand bestimmt. Sie ergibt sich zu:

$$\frac{1}{t_{I1}} = \frac{1}{t_{I1 \text{ strahlend}}} + \frac{1}{t_{I1 \text{ relaxation}}} \quad (6.6)$$

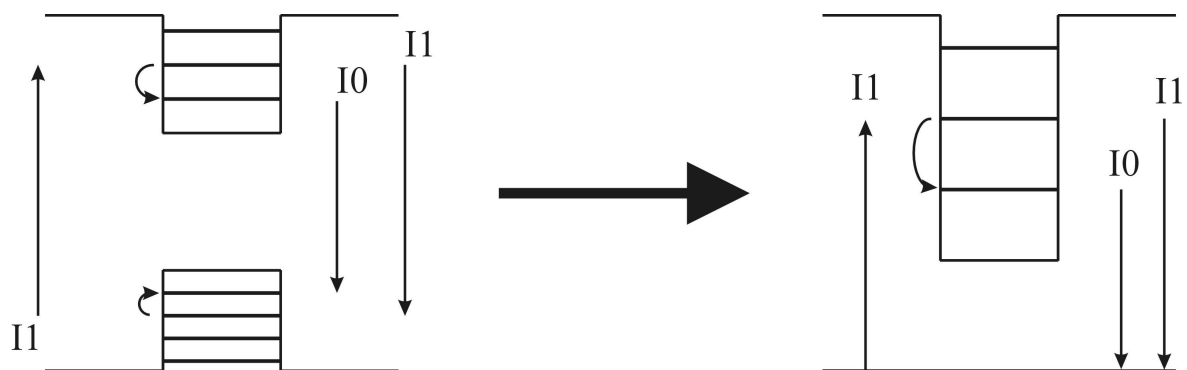
während:

$$\frac{1}{t_{I0}} \approx \frac{1}{t_{I0 \text{ strahlend}}} \quad (6.7)$$

für den Grundzustandsübergang gilt. Die Unterschiede in der Entwicklung der Lebensdauern von  $I_0$  und  $I_1$  legen nahe, daß mit zunehmender Diffusion in den Proben eine effizientere Relaxation vom angeregten Zustand in den Grundzustand erfolgt. Dies soll im folgenden Kapitel detaillierter untersucht werden.

Die Abnahme der gemessenen Zeiten zwischen der unbehandelten Probe ( $I_0 = 1,010$  eV) und der ersten getemperten Probe der Serie ( $I_0 = 1,035$  eV) kann wegen der Unsicherheit der Messung nicht als signifikant betrachtet werden und wird daher nicht diskutiert.

Das am Beginn des Kapitels 6.3 vorgestellte Modell der Relaxation und Rekombination (Bild 6.18) muß für die QP mit einem Exziton modifiziert werden, wie in Bild 6.21 dargestellt ist.



**Bild 6.21** Die Darstellung der elektronischen Bandstruktur der QP im linken Bild ist für die Beschreibung von einzelnen Ladungsträgern geeignet. Die Relaxation eines Exzitons im QP kann nur im rechts dargestellten Bild erklärt werden. Dies ist in der gemessenen korrelierten Relaxation der Ladungsträger begründet. Die Relaxation des Exzitons im ersten angeregten Zustand  $I_1$  in einem QP kann nur als Wechselwirkung des Exzitons beschrieben werden!

### 6.3.2 Die Streuprozesse

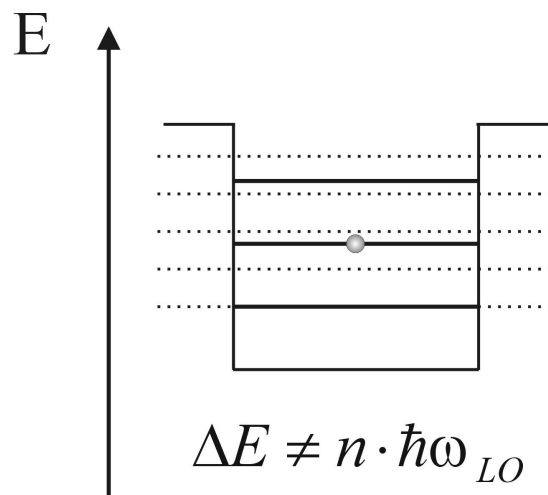
Die Relaxation wird in der Literatur überwiegend für Ladungsträger [Wan94], aber selten explizit für Exzitonen [Sug95] diskutiert. Messungen an QP zeigen eine starke PL des Grundzustandsüberganges, die eine effiziente Relaxation nahelegen [Zha95]. Einerseits werden Augerprozesse [Efr95], die an Wechselwirkungen mit anderen elektronischen Systemen gebunden sind, als effizient eingeschätzt. Andererseits ist die Wechselwirkung mit Phononen ein im Volumenhalbleiter dominierender Streuprozess, der in QP als unterdrückt angesehen wird. Trotzdem konnte für In(Ga)As/GaAs QP eine im Vergleich zum Volumenhalbleiter verstärkte Kopplung mit Phononen gezeigt werden [Hei99], [Gar99]. Diese kann jedoch nicht ohne weiteres auf andere QP-Systeme übertragen werden [Ram99].

Im folgenden Kapitel werden die Streuprozesse von Exzitonen in QP untersucht. Die in der Literatur kontrovers diskutierten Möglichkeiten der Kopplung zwischen Ladungsträgern und Phononen [Ben91], [Ino92], [Ham99], [Ver00], [Xin99] werden vorgestellt. Dabei wird speziell die Kopplung über die Wechselwirkung der lokalen Ladungsdichte mit dem Dipolmoment der LO-Phononen, analog der Fröhlich-Wechselwirkung im Volumenhalbleiter, betrachtet.

#### 6.3.2.1 Die Elektron-Phonon-Kopplung

Die Kopplung von Elektronen und Phononen wird in QP einerseits als schwache Wechselwirkung [Ben91], [Ino92] postuliert, andererseits aber an Beispielen [Ham99], [Ver00], [Xin99] als ein Prozess der starken Wechselwirkung unter Ausbildung von Polaronen charakterisiert. In beiden Fällen wird die Aufhebung der Impulserhaltung durch die räumliche Lokalisierung der Ladungsträger und die damit einhergehende Delokalisierung im  $k$ -Raum verwendet. Damit können Phononen mit den unterschiedlichsten  $k$ -Vektoren in die Streuprozesse einbezogen sein, da die Impulserhaltung nicht erfüllt werden muß.

Die ersten Ansätze zur Beschreibung der Relaxation von Ladungsträgern im QP orientierten sich an einer schwachen Kopplung [Ben91]. Im Gegensatz zum Volumenhalbleiter muß im QP einer diskreten elektronischen Zustandsdichte Rechnung getragen werden. Die vom Ladungsträger abzugebende Energie entspricht hier im Allgemeinen nicht einem Vielfachen der Energie eines Phonons. Daher gehen erste Überlegungen davon aus, daß die Streuprozesse mit einem oder mehreren LO-Phonon(en) im QP nicht effizient ablaufen werden. Dies führte zur Vorhersage einer unterdrückten Relaxation von Ladungsträgern im QP. Diese Situation, die auch als Phononbottleneck bezeichnet wird, ist in Bild 6.22 skizziert.

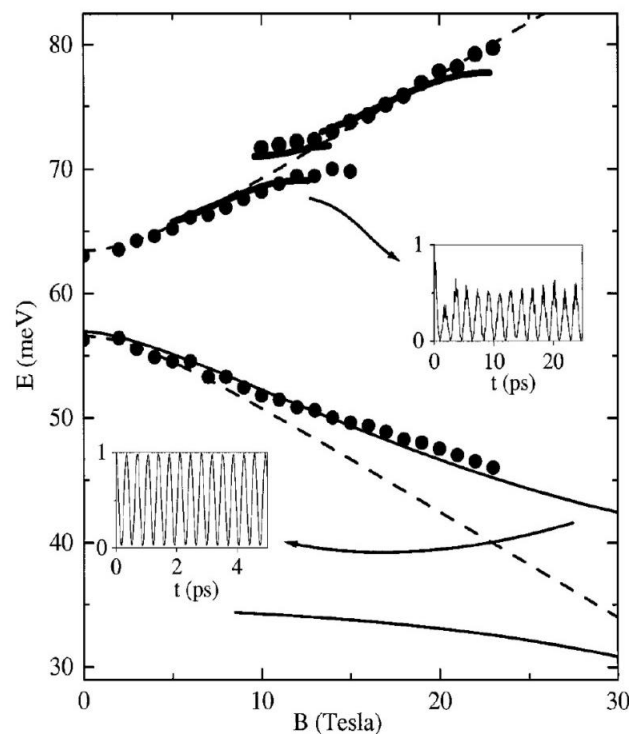


**Bild 6.22** Elektron im Potential eines QP nach [Ben91]. Die vom Grundzustand des Ladungsträgers ausgehende Phononenleiter trifft im Allgemeinen nicht die angeregten Zustände. Daher wird bei einer schwachen Elektron-Phonon-Kopplung eine unterdrückte Relaxation (Phononbottleneck) erwartet.

Da eine unterdrückte Relaxation die Anwendung der QP in optoelektronischen Bauelementen signifikant beeinflusst, wurde versucht, diese Vorhersage experimentell zu überprüfen. In Experimenten mit in der Barriere angeregten Ladungsträgern wird über den Vergleich der PL Intensität von QP und QFm [Wan94] und zeitaufgelösten Untersuchungen mit Hoch- und Niederanregung [Yu96b] eine effiziente Relaxation abgeleitet. Auch erste Messungen mit einer resonanten Anregung zeigen eine schnelle Relaxation innerhalb von QP. Daher wurde auf einen nicht signifikanten Einfluß des Phononbottlenecks geschlossen.

Der Widerspruch zwischen Theorie und Experiment führte in der Folge zu intensivierten Untersuchungen der Relaxation in QP [Muk96]. Neben hier nicht weiter ausgeführten Augerprozessen [Usk97] wurde eine starke Kopplung zwischen Elektronen und Phononen vorgeschlagen. Diese führt zur Bildung von Polaronen, Quasiteilchen die aus einem Elektron und einem oder mehreren Phonon(en) gebildet werden. Die Lebensdauer von Polaronen wird im wesentlichen von der kürzeren der Lebensdauern der ursprünglichen Teilchen dominiert. Da die Lebensdauer des LO-Phonons in GaAs etwa 2 ps beträgt, wird somit eine schnelle Relaxation erwartet. Polaronen können an Hand ihrer Wechselwirkungen untereinander identifiziert werden, da entsprechende Prozesse für Elektronen nicht stattfinden. Am Beispiel von QP, in die Elektronen als Überschußladungsträger eingebracht wurden, konnten die erwarteten Wechselwirkungen gezeigt werden [Ham99]. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Bild 6.23 dargestellt.





**Bild 6.23** Absorption geladener QP im Magnetfeld aus [Ham99]. Die gemessenen Absorptionsminima sind als Punkte eingezeichnet, während die Linien Modelle der Magnetfeldabhängigkeit wiedergeben. Das Experiment wird im Text erläutert.

Durch das Einbringen von Überschußladungsträgern in die QP stehen bei diesen Experimenten Elektronen im Grundzustand zur Verfügung, ohne das im Valenzband Lochzustände auftreten. Die Absorption der QP mit Elektronen wurde unter Anwendung eines äußeren Magnetfeldes im ferninfraroten Spektralbereich untersucht. Ohne eine starke Kopplung von Elektronen und Phononen wird die gestrichelt skizzierte Magnetfeldabhängigkeit erwartet. Die mit starker Kopplung erwartete Abhängigkeit wird durch die durchgezogenen Linien dargestellt, die die experimentellen Ergebnisse offensichtlich besser wiedergeben.

Die Elektronen werden in [Ham99] analog zur Atomphysik als  $s^-$ ,  $p^-$  und  $p^+$ -artig charakterisiert. Das vom  $s$ -artigen Grundzustand und 2 Phononen gebildete Polaron besitzt eine Energie von circa 70 meV, die bei einem Magnetfeld von etwa 12 T der Energie des  $p^+$ -artigen Elektrons vergleichbar ist. Die Wechselwirkung zwischen diesen Zuständen führt zu einer als Anticrossing bezeichneten Abstoßung. Im Experiment zeigt sich diese Abstoßung in der Koexistenz von zwei Zuständen im Bereich um 12 T bei 70 meV. Weiterhin existiert eine Abstoßung zwischen dem Polaron aus  $s$ -artigem Elektron mit einem LO-Phonon und dem  $p^-$ -artigen Elektron. Die Absorption des  $p^-$ -artigen Elektrons schiebt daher im Bereich größer 8 T weniger, als ein Modell ohne starke Wechselwirkung erwarten läßt.

Dieses Experiment zeigt eine starke Kopplung von Elektronen mit den LO-Phononen. Eine Verallgemeinerung dieser Ergebnisse für andere Konfigurationen des QP ist jedoch nur für eine vergleichbar hohe lokale Ladungsdichte realistisch. Im vorliegenden Experiment äußert diese sich in den überzähligen Elektronen.

Der Erkenntnisse über die Kopplung von Phononen und Ladungsträgern in QP können wie folgt zusammengefaßt werden. Die schwache Kopplung trifft die Voraussage einer unterdrückten Relaxation (Phononbottleneck), die bisher experimentell nicht verifiziert werden konnte. Die starke Kopplung von Elektronen und LO-Phononen mit der Ausbildung von Polaronen wurde gezeigt. Diese ist mit einer schnellen Relaxation verbunden [Sau98]. Eine Übertragung der Ergebnisse auf neutrale QP ist jedoch nicht möglich.

Eine Interpretation der Experimente mit Anregung der umgebenden Barriere ist im Hinblick auf die Relaxation neutraler Quasiteilchen im QP zweifelhaft, da ein Einfang von Exzitonen und deren anschließende Relaxation im QP nicht belegt ist. Vergegenwärtigt man sich in diesem Zusammenhang die unterschiedlichen Diffusionslängen von Ladungsträgern in GaAs und die starke Kopplung von Elektronen mit LO-Phononen im geladenen QP, erscheint eine Interpretation im Bild geladener QP zutreffender.

Die Relaxation von neutralen Quasiteilchen wie zum Beispiel Exzitonen ist bisher nicht schlüssig untersucht worden! Daher soll diese Relaxation im folgenden Kapitel analysiert werden.

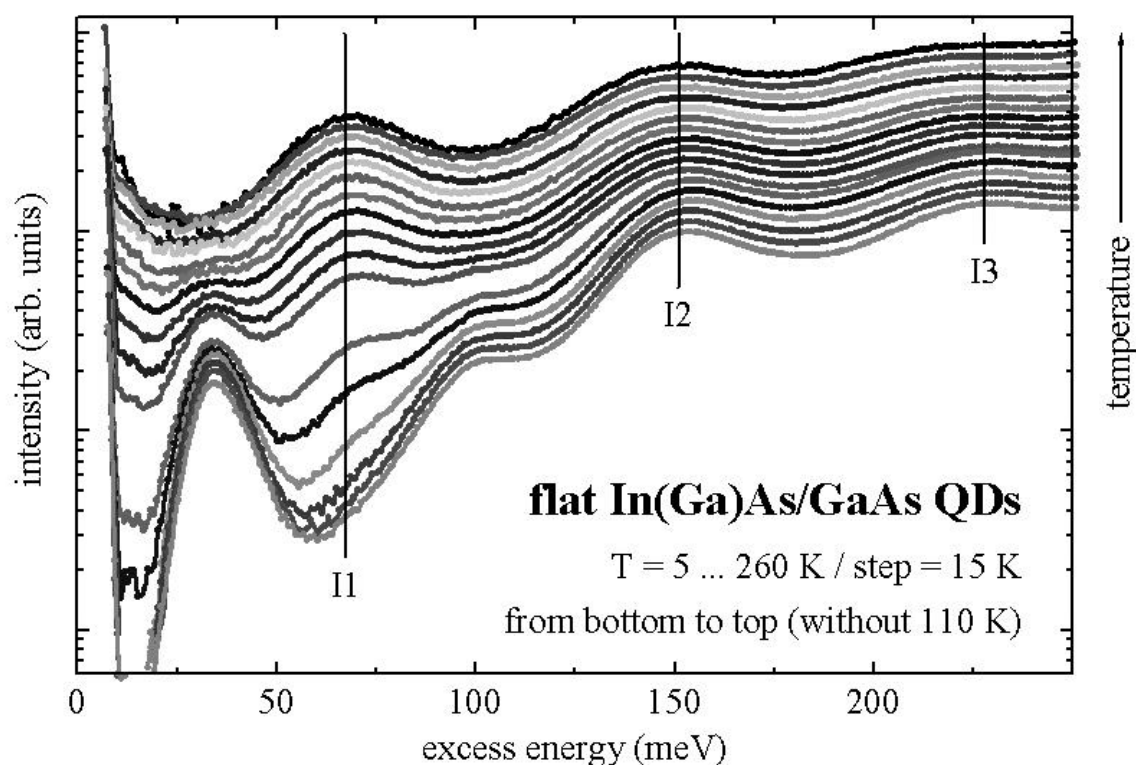
#### 6.3.2.2 Die Streuprozesse von Exzitonen in Quantenpunkten

Um selektiv die Relaxation eines Exzitons vom ersten angeregten Zustand I1 in den Grundzustand I0 untersuchen zu können, wurde die resonante Anregung, die bereits zur Identifizierung der Exzitonenrelaxation benutzt wurde, verwendet. Die in einigen Proben gefundene Identität der Zerfallszeiten des Grundzustandsüberganges I0 und des ersten angeregten Überganges I1 bei tiefen Temperaturen weist auf eine unterdrückte Relaxation für Exzitonen hin. Um dies zu verifizieren, soll im Folgenden die Wechselwirkung zwischen Exzitonen und Phononen gezielt beeinflußt werden. Anhand eines einfachen Modells sollen anschließend die Experimente erklärt und die schwache Kopplung von Exzitonen und Phononen sowie das Phononbottleneck herausgearbeitet werden.

Die Veränderung der Relaxation von Exzitonen in QP kann prinzipiell über eine Variation der Temperatur der Probe während der Messung, die Einbringung von Überschußladungsträgern und die Untersuchung verschiedener Proben erfolgen. Eine Untersuchung verschiedener Proben muß den Einfluß struktureller Parameter berücksichtigen, die ohne Informationen über

maßgeblichen Streuprozesse schwer zu interpretieren sind. Dies soll daher im Anschluß an die Identifikation des Relaxationsprozesses erfolgen. Eine Untersuchung des Einflusses von Überschußladungsträgern kann den für Exzitonen dominierenden Relaxationsprozeß zum Beispiel über die Ausbildung von Polaronen und die Eröffnung neuer Relaxationskanäle (Augerprozesse) maßgeblich verändern. Methode der Wahl ist daher die Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Relaxation. Mit steigender Temperatur erhöht sich die Anzahl der Phononen in der Probe. Bei einer konstanten Kopplung des Exzitons mit einem Phonon wird daher mit zunehmender Anzahl der möglichen Kopplungspartner eine beschleunigte Relaxation erwartet.

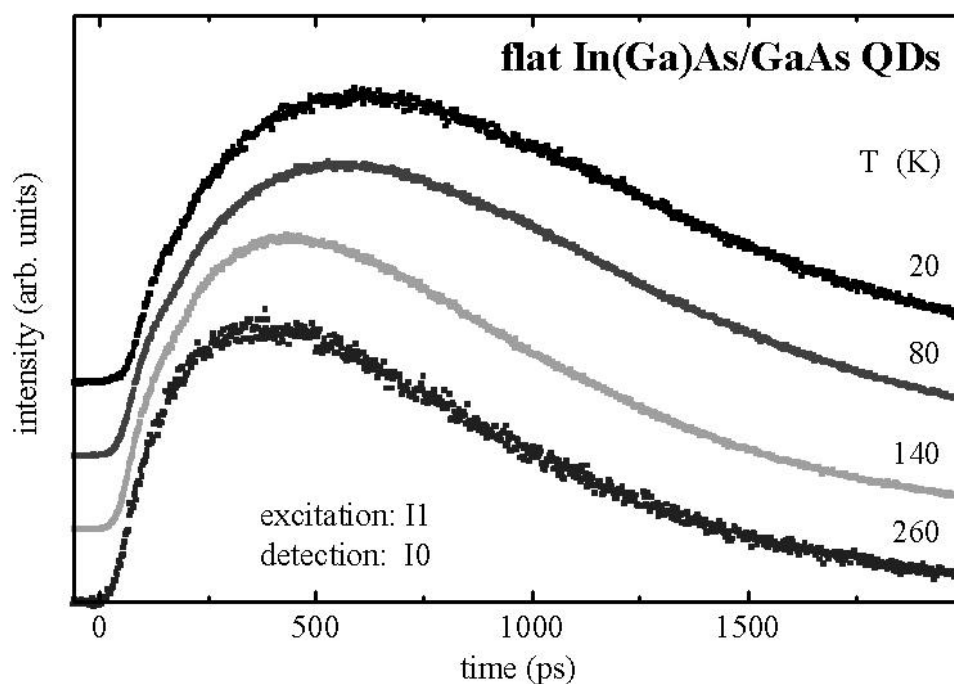
Experimentell wird daher in PL Anregungsmessungen (PLE) eine mit der Temperatur steigende Anregungseffizienz des Grundzustandsüberganges bei Anregung des ersten angeregten Überganges erwartet. Die in der Arbeitsgruppe von Prof. Bimberg durch Herrn Guffarth durchgeführten Messungen belegen dies (Bild 6.24).



**Bild 6.24** Temperaturabhängige PL Anregungsspektren (PLE) von flachen (*engl.: flat*) In(Ga)As/GaAs QP. Das vom Grundzustandsübergang emittierte Signal ist über der Energiedifferenz von Anregungs- minus Detektionsenergie (hier die des Grundzustandsüberganges) abgetragen. Der Übersichtlichkeit wegen wurden die Messungen vertikal gegeneinander verschoben und die Messung bei 110 K nicht eingezeichnet. Signifikant ist die mit zunehmender Temperatur effizientere Anregung des Grundzustandsüberganges über den ersten angeregten Übergang. Dieser Effekt wird für den zweiten und dritten angeregten Übergang nicht beobachtet. Die speziell bei tiefen Temperaturen gut erkennbare Anregbarkeit des Grundzustandsüberganges bei einer Überschußenergie von  $\sim 35$  meV wird der Absorption des virtuellen Zustandes bestehend aus Grundzustand I0 mit einem LO-Phonon zugeordnet. Für die Überlassung dieses Bildes vor dessen Veröffentlichung möchte ich Herrn Guffarth danken.

Die Anregungsspektren zeigen verschiedene Maxima, die den angeregten Übergängen des leeren QP zugeordnet werden, und entsprechend mit I1, I2 und I3 gekennzeichnet sind. Die Anregung des Grundzustandsüberganges über den ersten angeregten Übergang I1 zeigt eine deutliche Temperaturabhängigkeit. Für Temperaturen kleiner  $\sim 80$  K wird eine verschwindend geringe Effizienz dieser Anregung beobachtet, die mit steigender Temperatur zunimmt. Für Temperaturen größer 200 K ist eine immer kleiner ausfallende Zunahme zu verzeichnen. Die Diskussion der Relaxation im Rahmen eines einfachen Modells soll im Zusammenhang mit den zeitaufgelösten Messungen erfolgen. Für die höher angeregten Übergänge I2 und I3 ist keine signifikante Temperaturabhängigkeit zu beobachten. Die in Spektren tiefer Temperatur deutlich hervorgehobene Resonanz bei einer Überschußenergie von  $\sim 35$  meV entspricht einer Phononenresonanz. Dies zeigt eine effiziente Kopplung zwischen Exzitonen und Phononen an, die aus der Literatur bekannt ist [Hei00]. Um die Veränderungen in der Anregungseffizienz des Grundzustandsüberganges I0 über den ersten angeregten Übergang I1 gut nachvollziehbar abzubilden, wurden die PLE Spektren über der Überschußenergie aufgetragen. Dadurch ist die temperaturabhängige Verschiebung der Bandkante, die im Experiment beobachtet wurde und nach der Formel von Varshni beschrieben werden kann, im Bild nicht wiedergegeben.

Die naheliegende Vermutung, daß die steigende Anregungseffizienz auf eine beschleunigte Relaxation mit steigender Temperatur zurückzuführen ist, wird in den zeitaufgelösten

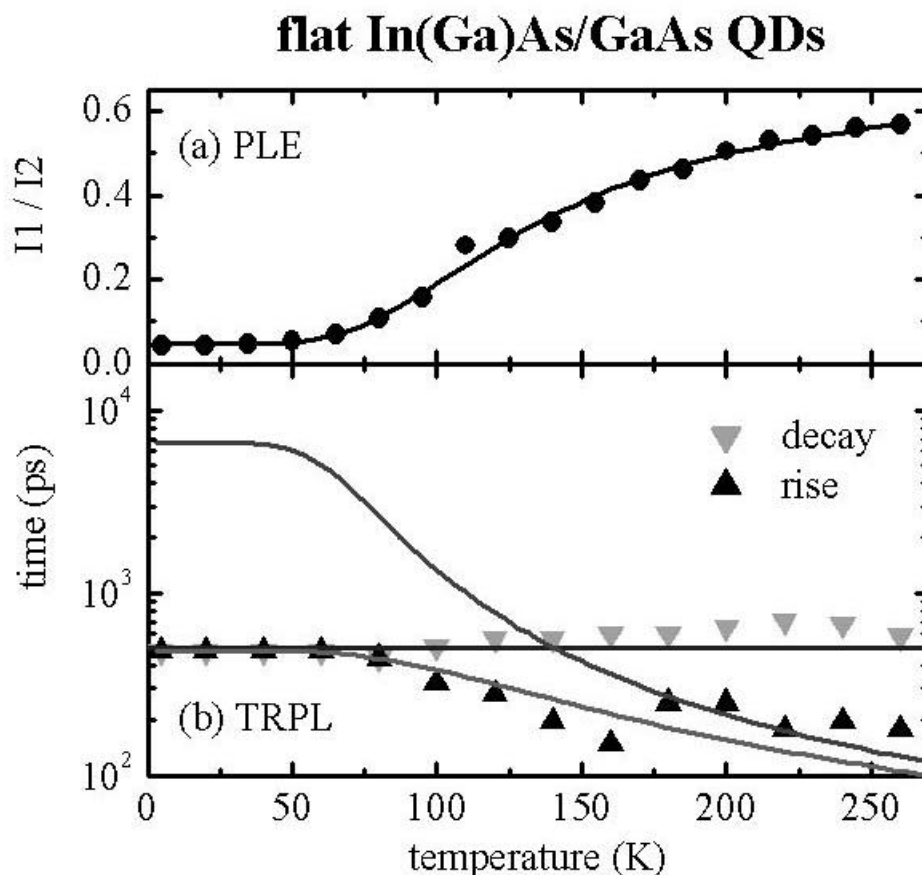


**Bild 6.25** Temperaturabhängige zeitaufgelöste PL von flachen (*engl.: flat*) In(Ga)As/GaAs QP. Mit zunehmender Proben temperatur ist eine beschleunigte Relaxation zu erkennen, die sich in der zeitlichen Verschiebung des PL Maximums manifestiert.

Messungen bestätigt. Die beschleunigte Relaxation in diesen QP ist in Bild 6.25 für ausgewählte Temperaturen dargestellt.

Die Verschiebung des Maximums der PL zu kürzeren Zeiten ist in den Messungen deutlich erkennbar. Die Zeitkonstanten dieser Messungen wurden auf dem üblichen Weg bestimmt und gehen in die weiteren Auswertungen ein.

Um den Prozeß, der der Relaxation zu Grunde liegt, quantitativ erfassen zu können, wird eine einheitliche Beschreibung von Anregungseffizienz und Zeitverhalten angestrebt. Dazu müssen die Anteile von strahlender und nichtstrahlender Relaxation geklärt werden. Die Anregungseffizienz des ersten angeregten Übergangs I1 kann auf die nahezu von der Temperatur unabhängige Anregungseffizienz des zweiten angeregten Überganges I2 normiert werden. Die so normierte Anregungseffizienz und die beobachteten Relaxations- und Rekombinationszeiten wurden anschließend über der Temperatur abgetragen und in Bild 6.26 dargestellt.



**Bild 6.26** Temperaturabhängigkeit der normierten Anregungseffizienz (a) und der Dynamik (b) von flachen (*engl.: flat*) In(Ga)As/GaAs QP. Die in (a) aus den Meßwerten berechnete Effizienz der Anregung des Grundzustandsüberganges I0 über den ersten angeregten Übergang I1 (Punkte) gibt die erwartete Abhängigkeit (Linie) für eine Relaxation unter Beteiligung von Phononen gut wieder. Im Teilbild (b) werden die beobachteten Zeitkonstanten durch die Symbole repräsentiert. Die eingezeichneten Linien beschreiben separat die Anteile von strahlender Rekombination und nichtstrahlender Relaxation von I1 nach I0 unter Emission von Phononen (vergleiche Text).

Die Kombination aus PLE und TRPL soll im Folgenden zur Bestimmung der Relaxationszeit eines Exzitons vom ersten angeregten Zustand I1 in den Grundzustand I0 verwendet werden. Dazu muß als erstes die Temperaturabhängigkeit der Anzahl der Phononen, die der Bose-Einstein-Statistik unterliegen, bestimmt werden. Diese ist mit:

$$n_b(T) = \frac{1}{\exp(\hbar\omega / kT) - 1} \quad (6.8)$$

gegeben. Dabei beschreibt  $\hbar\omega$  die Energie der Phononen,  $T$  die Temperatur und  $k$  die Boltzmannkonstante. Die Energie der Phononen kann der Literatur (zum Beispiel [Hei96]) entnommen werden, so daß die Anzahl der Phononen vollständig ohne Anpassung beschrieben werden kann. Die Relaxationsrate  $w_{rel}^1$  vom ersten angeregten Zustand I1 in den Grundzustand I0 wird analog der schwachen Kopplung im Volumenhalbleiter als proportional zur Anzahl der Phononen angesetzt und mit einer zusätzlichen Konstante an das Experiment angepaßt:

$$w_{rel}^1 = w_0 \cdot (n_b(T) + b) \quad (6.9)$$

Dabei repräsentiert das Produkt  $w_0 \cdot n_b(T)$  die Proportionalität der Relaxation mit der Anzahl Phononen. Der zusätzliche Term  $w_0 \cdot b$  entspricht in diesem Bild einer Relaxationsrate, die nicht von der Temperatur beeinflusst wird. Diese kann als Tieftemperaturrelaxationsrate aufgefaßt werden. Die aus den Meßwerten bestimmte und normierte Temperaturabhängigkeit der Anregungseffizienz  $h$  kann damit durch:

$$h = \frac{w_{rel}^1}{w_{rel}^1 + w_{rad}^1} \sim \frac{I1}{I2} \quad (6.10)$$

beschrieben werden. Für die Berechnung der Temperaturabhängigkeit wird dabei eine Energie des LO-Phonons im QP von 32,5 meV verwendet [Gru95b], [Hei97]. Die Anpassung der Meßwerte in Bild 6.26 (a) liefert ein Ratenverhältnis  $w_0 / w_{rad}^1 = 0,08$  und eine Konstante  $b = 0,006$ . Die gemessene Anstiegszeit des Grundzustandsübergangs I0 ( $t_{rise}$ ) wird auf Grund der Relaxation von Exzitonen durch die Gesamtlebensdauer des angeregten Zustandes I1 bestimmt. Diese ist durch den strahlenden und nichtstrahlenden Zerfall von I1 mit:

$$\frac{1}{t_{rise}} = w_{rel}^1 + w_{rad}^1 \quad (6.11)$$

gegeben. Wird eine strahlende Rekombination des ersten angeregten Überganges von 520 ps eingesetzt, beschreibt das Modell das experimentell beobachtete Zeitverhalten der PL. Mit den vorhandenen Meßwerten kann somit eine Berechnung der Relaxationszeit erfolgen. Diese ist in Bild 6.26 (b) dargestellt. Die Relaxationszeit bei tiefen Temperaturen liegt bei 7 ns und

sinkt mit steigender Temperatur. Bei Raumtemperatur ist die Relaxation mit  $\sim 100$  ps deutlich schneller als die Rekombination.

Die Ursache für die endliche Relaxationswahrscheinlichkeit bei tiefen Temperaturen (beschrieben durch  $w_0 \cdot b$ ) ist nicht geklärt. An dieser Stelle sei nochmals darauf verwiesen, daß die spontane Relaxation in den QP ein Prozeß ist, der mehrere Phononen umfaßt oder mit einem anharmonischen Zerfall der QP-Phononen [Li99] verbunden ist (Energieerhaltung). Dadurch ist eine einfache Annahme für den Relaxationsprozeß nicht möglich. Dennoch liefert die untersuchte unterdrückte Relaxation eine untere Schranke für das Auftreten von Augerprozessen [Efr95], [Mar99] und Polaronen. Für neutrale QP mit einem Exziton im ersten angeregten Zustand können diese Prozesse vernachlässigt werden.

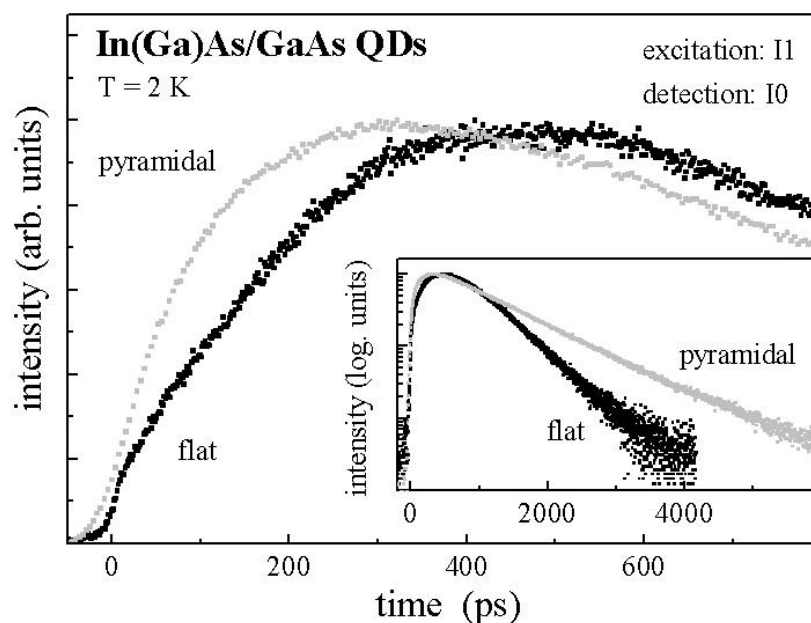
### 6.3.3 Der Einfluß der Struktur auf die Exziton-Phonon-Kopplung

Aus den vorangehenden Kapiteln sind die Relaxation von Exzitonen und der Einfluß der Exziton-Phonon-Kopplung bekannt. Die gute Übereinstimmung des einfachen Modells der Phononenrelaxation konnte unter Verwendung der Energie der LO-Phononen gezeigt werden. Die Kopplung von LO-Phononen mit dem elektronischen System kann im Festkörper über die Fröhlichkopplung zwischen dem Dipolmoment der Phononen und der lokalen Ladungsdichte beschrieben werden.

Aus dem Kapitel 6.2.2 ist die unterschiedliche Geometrie der Wellenfunktionen des Grundzustandes I0 von flachen und pyramidalen QP bekannt. Der Überlapp der Wellenfunktionen erklärt dort die unterschiedlichen Lebensdauern der Exzitonen im Grundzustand. Dieser Überlapp ist aber offensichtlich auch für eine von der Form der QP abhängige lokale Ladungsdichte verantwortlich.

In wie weit die lokale Ladungsdichte des ersten angeregten Zustandes I1 des Exzitons die Exziton-Phonon-Kopplung beeinflusst, soll daher Gegenstand der Untersuchungen des folgenden Kapitels sein.

Experimentell wird dabei auf im Kapitel 6.2.2.1 vorgestellten Messungen (Bild 6.14) zurückgegriffen. Die hier interessierende Zeitkonstante ist jedoch das Anklingen der PL. Um die hier vorhandenen Unterschiede zu verdeutlichen wurden eine andere Darstellung der Messungen gewählt (Bild 6.27).

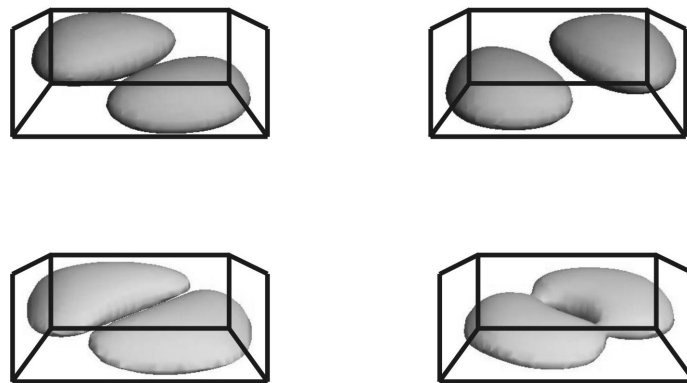


**Bild 6.27** Zeitverhalten des Grundzustandsüberganges von pyramidalen (engl.: *pyramidal*) und flachen (engl.: *flat*) QP vergleichbarer Übergangsenergie unter resonanter Anregung des ersten angeregten Überganges I1. Der Anstieg der PL ist für pyramidale QP schneller als für flache QP. Im Inset sind die exakt gleichen Messungen in halblogarithmischer Form (siehe auch Kapitel 6.2.2.1) dargestellt.



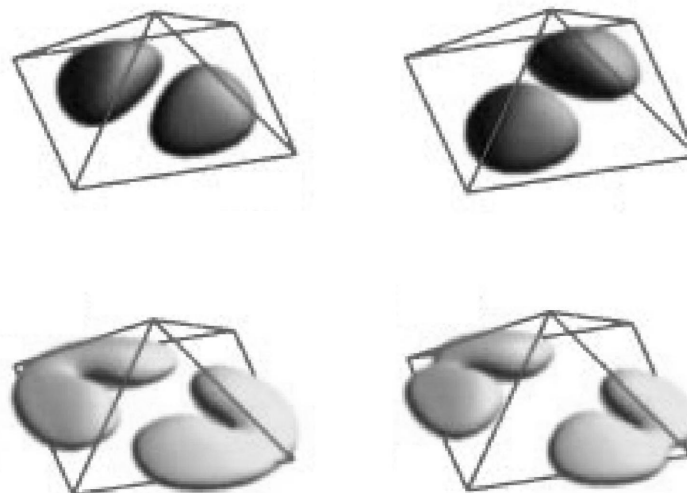
Wird ein Exziton im ersten angeregten Zustand eines neutralen QP erzeugt, ist seine Relaxation in flachen QP deutlich langsamer als in pyramidalen QP.

Die Diskussion dieses Phänomens soll an Hand der mittels  $k \cdot p$  Theorie berechneten Wellenfunktionen von Elektronen und Löchern im ersten angeregten Zustand II erfolgen. Der spektroskopisch beobachtete erste angeregte Zustand der Elektronen und Löcher in den QP wird von jeweils zwei dicht benachbarten Zuständen gebildet. Diese sind für flache QP in Bild 6.28 dargestellt.



**Bild 6.28** Aufenthaltswahrscheinlichkeiten für die ersten angeregten Zustände von Elektronen (oben) und Löchern (unten) in flachen QP (Basis 19,5 nm und Höhe 3,5 nm). Deutlich erkennbar sind die vergleichbare Symmetrie und die nahezu identische Aufenthaltswahrscheinlichkeit für Elektronen und Löcher. Für die freundliche Überlassung dieser Ergebnisse danke ich Herrn Dipl. Phys. Andrei Schliwa.

In flachen Quantenpunkten liegen nahezu identische Aufenthaltswahrscheinlichkeiten für Elektronen und Löcher im ersten angeregten Zustand vor. Daher kompensieren sich die unterschiedlichen Ladungen auch lokal. Die resultierende lokale Ladungsdichte kann als sehr gering eingeschätzt werden. Die Situation in pyramidalen QP zeigt Bild 6.29 [Sti99].



**Bild 6.29** Aufenthaltswahrscheinlichkeiten für die ersten angeregten Zustände von Elektronen (oben) und Löchern (unten) in pyramidalen QP (Basis 20 nm und Höhe 10 nm) nach [Sti99]. Deutlich erkennbar ist die einheitliche Vorzugsrichtung für die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Lochzustände in der Wachstumsebene. Dem gegenüber ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für Elektronen in der Wachstumsebene nicht von einer Vorzugsrichtung geprägt. Weiterhin ist der Schwerpunkt der Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Löcher im Vergleich zu dem der Elektronen näher an der Basis der Pyramide.

In den pyramidalen QP sind verschiedene Schwerpunkte für die räumlichen Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von Elektronen und Löchern gegeben. Für Elektronen und Löcher liegen sowohl in der Wachstumsebene als auch in Wachstumsrichtung Unterschiede vor. Daraus resultiert innerhalb des elektrisch neutralen QP eine lokale Ladungsdichte.

Wie bereits ausführlich im Kapitel 6.2.2.1 beschrieben, ist der wesentliche Unterschied zwischen den Proben in der Form der QP gegeben. Daher wird die beobachtete unterschiedliche Relaxation auf die unterschiedliche Kopplung von elektronischem und phononischem System über die lokale Ladungsdichte zurückgeführt.

Betrachtet man zusätzlich den ähnlichen Überlapp der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von Elektronen und Löchern des Grundzustandes I0 und des ersten angeregten Zustandes I1 innerhalb eines QP, kann auf eine vergleichbare strahlende Rekombination von I0 und I1 geschlossen werden. Damit ist die Lebensdauer von I1 bei tiefen Temperaturen für flache QP durch die strahlende Lebensdauer gegeben, während unter den gleichen Bedingungen in pyramidalen QP die Relaxation in den Grundzustand die Lebensdauer von I1 dominiert.

Die lokale Ladungsdichte des ersten angeregten Zustandes I1 bestimmt also, ob die Dynamik des Systems durch die Relaxation oder die Rekombination begrenzt wird.

#### 6.3.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Relaxation von Exzitonen, die sich im ersten angeregten Zustand  $I1$  eines neutralen QP befinden, untersucht. Es konnte gezeigt werden, daß dieses Exziton als ein Quasiteilchen relaxiert. Die Relaxation des Exzitons kann im Rahmen eines einfachen Modells über eine schwache Kopplung mit Phononen erklärt werden. Die vorgenommene Anpassung von Effizienz und Dynamik der Relaxation weist auf einen Streuprozess unter Beteiligung von LO-Phononen hin. Dies wird durch die Bedeutung der lokalen Ladungsdichte für die Relaxation untermauert. Das vorhergesagte Phononbottleneck wurde für ein Exziton im flachen QP bei tiefen Temperaturen nachgewiesen [Muk98b].

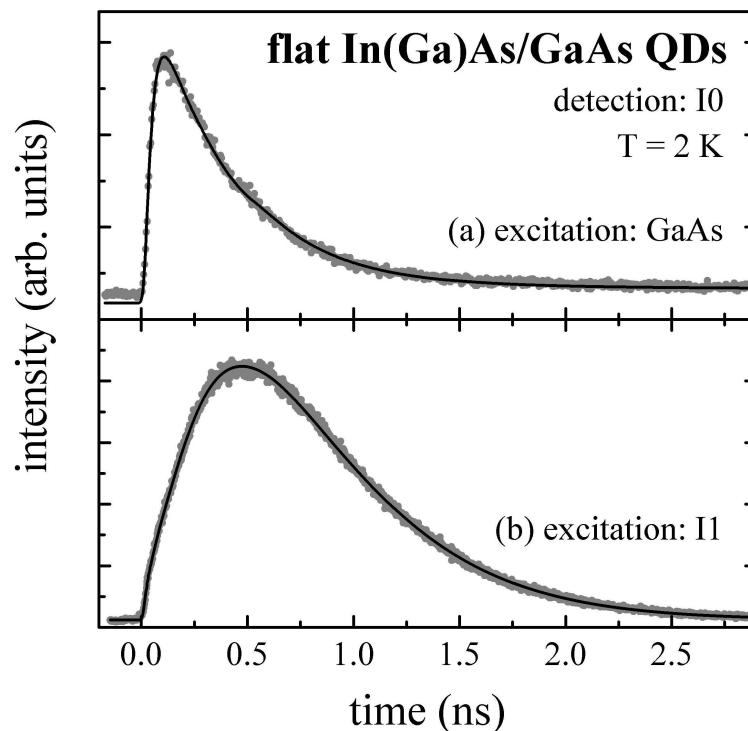
Im Vergleich zu der in der Literatur vorgestellten Ausbildung von Polaronen in geladenen QP liegt für neutrale QP eine andere Art der Kopplung mit Phononen vor.

## 6.4 Einfangprozesse

Im Kapitel 6.3 wurde die Relaxation eines Exzitons im ersten angeregten Zustand eines QP über eine schwache Kopplung mit LO-Phononen gezeigt. Der dominierende Einfluß des Überlapps der Wellenfunktionen auf die Relaxation und Rekombination wurde herausgestellt und die Bedeutung der lokalen Ladungsdichte im QP unterstrichen. Für die Relaxation von Exzitonen im ersten angeregten Zustand von flachen QP wurde das vorhergesagte Phononbottleneck experimentell nachgewiesen.

Im Folgenden soll der Einfang von Ladungsträgern beziehungsweise Exzitonen in den QP näher untersucht werden. Der Ladungsträgereinfang in QP wird in der Literatur als ein Kaskadenprozeß beschrieben [Ohn96]. Nach dem Einfang (einige ps) erfolgt eine effiziente Multiphononrelaxation ( $< 100$  ps) [Hei97]. Diese Zeiten sind, wie auch in anderen QP-Systemen [San97] kurz im Vergleich zur Lebensdauer des Grundzustandes. Daher kann der Einfang in PL-Untersuchungen nicht direkt gemessen werden. Nach Anregung der Barriere wird die PL des Grundzustandes beobachtet. Der Einfang und die Relaxation müssen als kombinierte Prozesse beschrieben werden. In der Literatur wird für solche Messungen ein schneller Anstieg der PL im Bereich von  $\sim 100$  ps festgestellt [Wan94], [Adl96]. Die Untersuchung der Einfangprozesse erfolgt an flachen QP mit einer unterdrückten Relaxation. Dabei soll insbesondere die Bedeutung der unterdrückten Relaxation für Einfangprozesse geklärt werden [Fio01]. Als typische Probe wurden die nicht behandelten QP der Diffusionsserie für diese Experimente ausgewählt.

Für die Messungen wurde eine geringe Anregungsdichte gewählt. Dadurch wurde gewährleistet, daß die nachgewiesenen Übergänge von einem Exziton je QP stammen. Die Wahrscheinlichkeit für die Anwesenheit weiterer Ladungsträger im QP ist verschwindend gering. Damit ist die Besetzung der spektroskopierten QP nach Anregung der Barriere und nach Anregung des ersten angeregten Zustandes vergleichbar. Die unter diesen Bedingungen beobachtete Dynamik der PL des Grundzustandsüberganges ist in Bild 6.30 dargestellt.



**Bild 6.30** Dynamik der flachen QP in Abhängigkeit der Überschußenergie der Photonen. Die Anregung (*engl.: excitation*) erfolgt (a) in die umgebende GaAs Barriere und (b) resonant zum ersten angeregten Übergang I1. Der Nachweis (*engl.: detection*) der PL wurde resonant zum Grundzustandsübergang I0 vorgenommen. Unter Anregung des ersten angeregten Überganges I1 ist eine langsame Relaxation in den Grundzustand zu erkennen. Das Einsetzen der PL nach Anregung der umgebenden Barriere ist deutlich schneller.

Die Lebensdauer des Grundzustandsüberganges ist, wie erwartet, in beiden Messungen gleich. In den Anstiegszeiten der PL sind jedoch deutliche Unterschiede festzustellen. Während die unterdrückte Relaxation des Exzitons vom ersten angeregten Zustand in den Grundzustand länger als  $\sim 400$  ps dauert, erfolgt die Besetzung des Grundzustandes nach dem Einfang von Ladungsträgern mit  $\sim 65$  ps deutlich schneller. Damit kann die Relaxation nach dem Einfang nicht über den ersten angeregten Zustand des Exzitons erfolgen, da eine Einbeziehung dieses Zustandes in einer Anstiegszeit der PL des Grundzustandes von  $> 400$  ps resultieren muß.

Das Phononbottleneck wird in dieser Konfiguration nicht wirksam.

Die beobachtete Dynamik kann im Rahmen der Relaxation von Ladungsträgern erklärt werden. Nach dem Einfang des ersten Ladungsträgers existiert eine hohe lokale Ladungsdichte im QP. Die starke Wechselwirkung mit LO-Phononen [Ham99] führt zur Ausbildung eines Polarons. Damit ist eine schnelle Relaxation gegeben. Nach dem Einfang des zweiten Ladungsträgers in einen angeregten Zustand [Hei97] wird die lokale Ladungsdichte reduziert. Da sich jedoch die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten für den ersten Ladungsträger im Grundzustand und den zweiten Ladungsträger in einem angeregten Zustand

unterscheiden, ist von einer nicht vernachlässigbaren lokalen Ladungsdichte auszugehen. Analog der Relaxation von Exzitonen im ersten angeregten Zustand von pyramidalen QP ist eine schnelle Relaxation über Streuprozesse mit Phononen zu erwarten. Damit relaxiert auch der zweite Ladungsträger effizient in seinen Grundzustand.

Die Relaxation über Augerprozesse ist ebenfalls möglich. Diese ist jedoch nach [Ohn96] und [Usk98] vorrangig bei hohen Anregungsdichten zu erwarten.

Nach der Analyse der im QP ablaufenden Prozesse wurde hier der Einfang von Ladungsträgern in den QP und deren anschließende Relaxation im QP näher untersucht. Dabei wurde die Umgehung der unterdrückten Relaxation von Exzitonen im QP festgestellt. Im Zusammenhang mit der aus der Literatur bekannten starken Kopplung von Ladungsträgern und LO-Phononen [Ham99] ist eine schnelle Relaxation des ersten Ladungsträgers gegeben. Nach dem Einfang des zweiten Ladungsträgers in einen angeregten Zustand [Hei97] des QP existiert auf Grund der unterschiedlichen Wellenfunktionen von Grundzustand und angeregtem Zustand eine lokale Ladungsdichte, die analog zu pyramidalen QP eine Kopplung mit Phononen ermöglicht. Damit ist eine effiziente Relaxation gegeben, die auch in der Literatur beschrieben wird [Bog01].

## 6.5 Kohärente Effekte in Quantenpunkten

In den bisherigen Untersuchungen wurden ausführlich die mit einer Veränderung der Energie verbundenen Prozesse in QP mit einem Exziton dargestellt. Wie gezeigt, wird die Dynamik von Exzitonen in QP stark durch die Form bestimmt. Allgemein ist ein quantenmechanischer Zustand stets durch Energie und Phase bestimmt. Daher wird den Prozessen in QP, die ausschließlich die Phase eines Zustandes verändern, ein zunehmend stärkeres Interesse entgegengebracht [Bor99b], [Bor01c].

Auch die Wechselwirkung niederdimensionaler elektronischer Systeme mit dem Feld der Photonen ist ein aktueller Schwerpunkt der Forschung. Dies betrifft die theoretischen Vorhersagen zum Confinement von Photonen [Mak00] und die Wechselwirkung der Emission mit photonischen Eigenschaften der Kristalle [Bau00], [Yos01].

Im folgenden Kapitel soll untersucht werden, ob im System QP mit einem Exziton kohärente Phänomene nachgewiesen werden können und/oder ob ein Einfluß des Confinements von Photonen nachweisbar ist. Dabei wird speziell der Einfluß der Form der QP untersucht. Ziel der durchgeführten Experimente ist die Untersuchung von kohärenten Phänomenen innerhalb optisch aktiver QP, die keine elektronische Kopplung mit benachbarten QP aufweisen. Dieser Ansatz wurde gewählt, um die kontrovers diskutierten Wechselwirkungen zwischen QP experimentell auszuschließen. Insbesondere wurden Proben mit vertikal angeordneten Mehrschichten von QP aus den Untersuchungen ausgeschlossen. In diesen gestapelten QP wird eine mit dem Abstand der QP variierende Wechselwirkung der Wellenfunktionen erwartet [Kre99], [Chu99b].

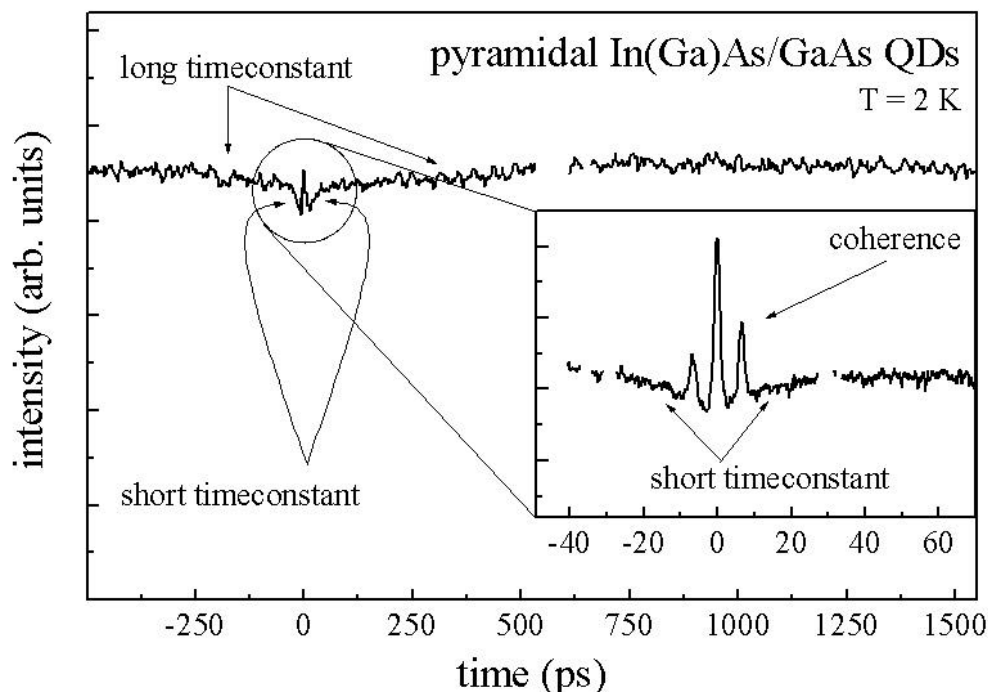
Experimentell haben sich im Hinblick auf die Untersuchung kohärenter Prozesse 2-Strahl-Techniken etabliert [Bir00]. Dabei werden zwei Laser mit bekannter Polarisierung und unterschiedlicher Leistung auf die Probe gelenkt. Der intensivere Laserstrahl wird dabei als Pumpstrahl bezeichnet, der schwächere als Probestrahle. Intention ist die Erzeugung eines definierten angeregten Zustandes mit bekannter Phase durch den Pumpstrahl. Die Absorption des Probestrahles, der zeitlich variabel die Probe trifft, ist dann eine Funktion der Besetzung und der Phase. Daher wird üblicherweise die Absorption des Probestrahles als Meßgröße verwendet.

Die vorliegende Zielstellung der Untersuchung einer einfachen Schicht von QP stellt in diesem Zusammenhang eine besondere experimentelle Herausforderung dar. Dies ist durch die geringe Absorption der QP, die Verwendung eines Optisch Parametrischen Oszillators als anregender Laser und die im Vergleich zu anderen Experimenten [Kut00] um einen Faktor 10

geringere Pulsenergie bedingt. Bei den Untersuchungen wird die PL der Probe als Meßgröße verwendet. Um selektiv die vom Probestrahl erzeugte PL aus dem Meßsignal filtern zu können, wurde der Probestrahl moduliert und mittels Lock-In Technik nur der modulierte Anteil der PL ausgewertet.

Um im Experiment den Überlapp der anregenden Teilstrahlen zu gewährleisten, wurde ein Blende mit 100  $\mu\text{m}$  Durchmesser vor der Probe montiert und die Transmission der Strahlen während der Experimente kontrolliert. Dadurch wird stets das gleiche Ensemble von QP mit konstantem Überlapp von Pump- und Probestrahl untersucht. Der Meßaufbau ist im Kapitel 4.2.3.2 in Bild 4.6 dargestellt.

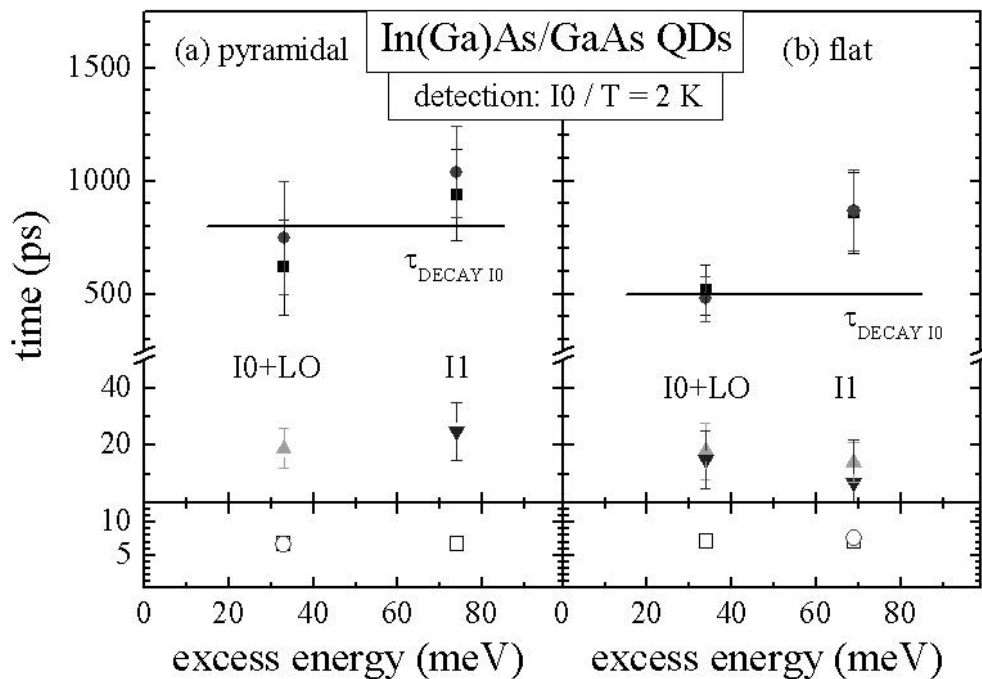
Für eine Messung wurde je einmal die PL der Probe unter Anregung mit ausschließlich dem Probestrahl und einmal die PL mit Pump- und Probestrahl aufgenommen. Der Aufbau wurde so optimiert, daß bei Aufnahme einer Messung mit Anregung des Probestrahles ohne Zusatzbestrahlung keine Veränderung der PL in Abhängigkeit von der Laufzeit des Probestrahls auftritt. Anschließend wurde die Messung mit zusätzlicher Beleuchtung durch den Pumpstrahl wiederholt. Eine typische Messung mit Zusatzbestrahlung ist in Bild 6.31 dargestellt.



**Bild 6.31** In einem 2 Strahl Experiment an pyramidalen QP unter Anregung des ersten angeregten Überganges I1 aufgenommenes Signal. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  treffen Pump- und Probestrahl zeitgleich auf die Probe. Für  $t < 0$  erreicht der Probestrahl die Probe zuerst. Auffällig ist die Symmetrie der Messung bezüglich  $t = 0$ . Messungen über einem großen Zeitbereich (mit geringerer Zeitauflösung) zeigen zunächst eine lange und eine kurze Zeitkonstante („long timeconstant“ und „short timeconstant“). Messungen mit höherer Zeitauflösung (Inset) zeigen Phänomene, die kohärenten Prozessen zugeordnet werden.



In allen Messungen wurde eine Symmetrie bezüglich des Zeitpunktes  $t = 0$  beobachtet. Alle Messungen werden durch eine lange Zeitkonstante, eine kurze Zeitkonstante und kohärente Prozesse um  $t = 0$  gekennzeichnet. Die Zeitkonstanten sind in Bild 6.32 dargestellt.



**Bild 6.32** Zeitkonstanten aus den 2 Strahl Experimenten an (a) pyramidalen und (b) flachen QP unter Anregung des realen ersten angeregten Zustands I1 und des virtuellen Zustands I0+LO. Jede Messung wurde mit gleicher und unterschiedlicher zirkularer Polarisation von Pump- und Probestrahl aufgenommen. Auf Grund des Signal-Rausch Verhältnisses konnte nicht in allen Fällen die zugehörige Zeitkonstante bestimmt werden. Als horizontale Linien ist die aus resonanten Messungen ohne Zusatzbestrahlung bekannten Lebensdauern des Grundzustandsüberganges ( $\tau_{\text{DECAY I0}}$ ) für die jeweilige Probe eingezeichnet.

Wichtig für die Interpretation der beobachteten Zeitkonstanten ist die Entstehung des Signals. Die Blende auf der Probe wählt eine feste Anzahl von QP für das Experiment aus. Während der Probestrahl nur einen Teil dieser QP anregt, werden durch die Anregung mit dem Pumpstrahl alle QP angeregt. Die PL sättigt. Die zeitliche Entwicklung des Signals des QP-Ensembles nach einer Anregung wird dabei durch die aus den zeitaufgelösten Messungen ohne Zusatzbestrahlung bekannte Energierelaxation beeinflusst.

Zuerst wird die in den Messungen beobachtete lange Zeitkonstante diskutiert. Hierfür werden die Meßwerte mit  $|t| > 50 \text{ ps}$  verwendet, da in diesem Zeitbereich keine Einflüsse der kurzen Zeitkonstante und der kohärenten Effekte beobachtet werden.

Für  $t < -50 \text{ ps}$  wird ein fester Prozentsatz aller untersuchten QP (deren Anzahl durch die auf der Probe montierte Blende gegeben ist) zuerst mit dem Probestrahl angeregt. Dadurch wird das Signal  $I_{\text{Probe}}$  erzeugt. Der später eintreffende Pumpstrahl regt alle zu diesem Zeitpunkt anregbaren QP, das heißt die vom Probestrahl nicht angeregten plus der bereits wieder

anregbaren QP, an. Das beobachtete Signal entspricht somit der Sättigung des durch den Laser angeregten Zustandes.

Die Diskussion der langen Zeitkonstante im Bereich  $t > 50$  ps geht von der Anregung aller QP durch den Pumpstrahl zum Zeitpunkt  $t = 0$  aus. Nach der Anregung durch den Pumpstrahl zerfällt das Ensemble der angeregten QP. Zum einem festen Zeitpunkt kann somit ein Teil der QP wieder angeregt werden. Der Probestrahl regt folglich einem festen Prozentsatz der durch die Verzögerungszeit bestimmten Anzahl der anregbaren QP an. Auch hier wird demzufolge die Sättigung des im Experiment angeregten Zustandes über der Verzögerungszeit  $t$  abgebildet.

Die beobachtete Symmetrie der Messungen bezüglich  $t = 0$  ist daher dem Aufbau des Experiments zugeordnet. Sinngemäß kann diese Argumentation auf die kurzen Zeitbereiche erweitert werden.

Die in den Messungen beobachteten langen Zeiten zeigen eine charakteristische Abhängigkeit von der QP-Form. Die Anregung des Zustandes  $I0+LO$ , die als Sättigungszeit die Lebensdauer des Grundzustandes widerspiegelt, bestätigt den virtuellen Charakter dieses Zustandes. Eine Anregung resonant zum realen  $I1$  Zustand zeigt eine im Vergleich zur Anregung des virtuellen Zustandes  $I0+LO$  verlängerte Sättigungszeit. Die verlängerte Sättigungszeit wird durch die teilweise Relaxation in den Grundzustand bedingt. Die Absorption eines QP ist erst wieder resonant zum anregenden Laser, wenn das Exziton zerfallen ist. Damit ist für die Experimente nur ein QP mit einem Exziton relevant, da die Erzeugung eines weiteren Exzitons mittels resonanter Anregung nicht erfolgt.

Die im Bereich  $-30 - 30$  ps gemessene kurze Zeitkonstante und die resonanten Überhöhungen des Signals sind im Rahmen der Meßgenauigkeit unabhängig von der QP Form und der Energie der anregenden Photonen. Sie sind weiterhin für die Anregung des virtuellen Zustandes  $I0+LO$  und die des realen Zustandes  $I1$  identisch. Vergleichende Messungen der selben Proben unter Anregung der Barriere zeigen diese Effekte nicht [Dwo03]. Auch in ähnlichen Strukturen, die statt der selbstorganisierten QP einen Quantenfilm mit Fluktuationen enthalten, werden weder eine kurze Zeitkonstante noch resonante Überhöhungen des Signals für Zeitdifferenzen  $t \neq 0$  beobachtet [Kre03].

Der direkte Vergleich der Messungen unter Anregung des virtuellen Zustandes  $I0+LO$  und des realen Zustandes  $I1$  erlaubt den Ausschluß kohärenter Phänomene der Phase, da diese bei der instantanen Relaxation aus dem Zustand  $I0+LO$  nicht erhalten bleibt. Ein Einfluß der nach [Bor01c] auftretende Phasenrelaxation wird in den Messungen nicht beobachtet. Dies legt

nahe, daß die Phasenrelaxation auf einer Zeitskala abläuft, die vergleichbar oder länger der der Relaxation beziehungsweise Rekombination ist.

Auch eine Erklärung über 2-Stufen-Prozesse erscheint für die beobachteten Effekte unwahrscheinlich. Deren Effizienz sollte mit der Lebensdauer des angeregten Zustandes korrelieren. Außerdem ist die beobachtete Zeitkonstante länger als die Lebensdauer des virtuellen Zustands  $I0+LO$ . Daraus folgt, daß die beobachtete kurze Zeit nicht mit einer Kohärenzzeit des im QP erzeugten angeregten Zustandes identifiziert werden kann, da eine Kohärenz des angeregten Zustandes durch eine Energierelaxation (hier die Emission eines Phonons) zerstört wird.

Die Erklärung der kohärenten Phänomene wird daher zusätzlichen Einflüssen zugeordnet, die über den direkten Einfluß der diskreten elektronischen Zustandsdichte hinausgehen. In diesem Zusammenhang ist besonders die in QFm beobachtete und für QP theoretisch vorhergesagte Kopplung elektronischer und photonischer Felder interessant [Tar00], [Net01], [Lag02]. In wie weit dabei eine Ordnung der QP entlang Vorzugsrichtungen relevant ist [Hei96b], kann zum derzeitigen Stand der Messungen nicht geklärt werden.

Ein Anhaltspunkt für die gleiche physikalische Ursache der kurzen Zeitkonstante und der resonanten Überhöhungen des Signals bei  $|t| \sim 7$  ps ist durch deren auftreten im gleichen Zeitbereich gegeben.

Das Sättigungsverhalten von QP wurde in 2-Strahl-Experimenten untersucht. Die Korrelation von Energierelaxation und Sättigungsverhalten wurde am Einfluß der Form der QP gezeigt. Zusätzlich wurden von der Form der QP unabhängige kohärente Phänomene nachgewiesen.

Durch den Vergleich der Anregung in einen virtuellen und einen realen Zustand wurden phasenerstörende Prozesse als Ursache der kohärenten Effekte ausgeschlossen. In Übereinstimmung mit der Literatur [Bor01c] weisen die Experimente auf eine Relaxationszeit der Phase hin, die vergleichbar oder länger als die Lebensdauer des Zustandes ist.

Als Arbeitshypothese für weiterführende Experimente wird ein Zusammenhang von elektronischen und photonischen Effekten vorgeschlagen.

## 7 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Untersuchungen an selbstorganisierten In(Ga)As/GaAs QP vorgestellt. Die Emission der untersuchten QP wird bei Energien von circa 1,0 - 1,3 eV beobachtet. Die Variation der Emissionsenergie von In(Ga)As/GaAs QP kann mit der aus der Literatur bekannten Abhängigkeit von der QP-Größe erklärt werden [Mar94], [Sch97], [Kre00].

Die Emission der QP in einem äußeren magnetischen Feld bestätigt experimentell das starke Confinement in den Strukturen. Einige der beobachteten Beiträge zum Verhalten im Magnetfeld, beispielsweise die Aufspaltung des Exzitons im Grundzustand, korrelieren mit den Eigenschaften des Volumenhalbleiters [Nom94]. Der Beitrag der Dimension zu den elektronischen Eigenschaften der selbstorganisierten In(Ga)As/GaAs QP wurde am Beispiel des Betrages der Aufspaltung des ersten angeregten Überganges dargelegt. In diesem Zusammenhang wurde auf die Analogie zu durch Verspannung induzierten QP [Rin96] hingewiesen.

Zusätzlich wurden mit der Symmetrie der Aufspaltung des ersten angeregten Überganges bislang unbekannte Effekte gefunden [Bor99], [Gon00]. Daraus konnte die Notwendigkeit der Beschreibung selbstorganisierter QP mittels Theorien, die eine Symmetrierniedrigung berücksichtigen, abgeleitet werden.

Bei der Untersuchung von bestrahlten QP konnte gezeigt werden, daß ein Einfluß von Punktdefekten sich in der mehrfach exponentiellen Rekombination des Grundzustandsüberganges widerspiegelt. Die in dieser Arbeit durchgehend beobachtete einfach exponentielle Rekombination in QP wurde in Zusammenhang mit fehlenden Hinweisen auf Defekte in STM Untersuchungen [Eis99] und die Zunahme der Lebensdauer des Grundzustandes mit steigender Temperatur der Probe [Hei01] gebracht. Die Kombination dieser Ergebnisse wurde genutzt, um die Dominanz der strahlenden Prozesse für die Rekombination des Grundzustandes in selbstorganisierten In(Ga)As/GaAs QP zu begründen. Gleichzeitig wurden die durch die Bestrahlung mit Elektronen erzeugten Veränderungen der PL von selbstorganisierten QP, 2- und 3-dimensionalen Strukturen (Benetzungsschicht und Barriere) betrachtet [Sob01]. Diese Experimente, die eine Simulation von Alterungsprozessen darstellen, zeigen eine erhöhte Resistenz der PL der QP im Vergleich zu der PL höherdimensionaler Halbleiter.

Im Rahmen der Arbeit wurden systematische und detaillierte Studien des Einflusses der strukturellen Parameter Form, Zusammensetzung und Größe der QP auf die Energierelaxation in selbstorganisierten In(Ga)As/GaAs QP vorgestellt.

Experimentell wurde die Korrelation der strahlenden Lebensdauer des Grundzustandes mit der Form der QP gezeigt. Unter Verwendung von Berechnungen der  $k \bullet p$  Theorie [Sti99], [Sch01] wurde der Überlapp der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von Elektron und Loch als physikalische Ursache des beobachteten Effektes bestimmt. Effekte des Confinements von Photonen sind für die Lebensdauer nicht relevant.

Der für QP einer Probe vergleichbare Überlapp der Wellenfunktionen von Elektron und Loch wurde gezeigt. Daraus folgend kann auf eine ähnliche Form der QP geschlossen werden.

Die für In(Ga)As/GaAs [Gar97] und andere QP [Fre97] beobachtete Veränderung der Form von QP beim Überwachsen eröffnet an dieser Stelle eine Möglichkeit zur gezielten Beeinflussung der Dynamik.

Die Relaxation von Exzitonen in selbstorganisierten und neutralen QP wurde erstmals experimentell untersucht.

Dabei wurde die Relaxation des Exzitons als ein Quasiteilchen festgestellt. Die Relaxation wurde als ein Prozeß der schwachen Wechselwirkung mit Phononen [Ino92], [Hei00] identifiziert. Das theoretisch vorhergesagte Phononbottleneck [Ben91] wurde für die Relaxation von Exzitonen in flachen QP bei tiefen Temperaturen experimentell bestätigt.

Als maßgeblicher Parameter für die Effizienz der schwachen Kopplung von Exzitonen und Phononen wurde die lokale Ladungsdichte im QP bestimmt. Die starke Abhängigkeit der Relaxation von der lokalen Ladungsdichte kann sowohl zu relaxations- als auch zu rekombinationslimitierten Strukturen führen.

Die beschriebenen Mechanismen der Exziton-Phonon-Kopplung stehen im Gegensatz zur in der Literatur beschriebenen starken Kopplung von Ladungsträgern und LO-Phononen [Ham99]. Daraus folgend ergibt sich eine dominierende Rolle des Ladungszustandes der QP für die Relaxation in nulldimensionalen Strukturen.

Nach der Analyse der im QP ablaufenden Prozesse wurde der Einfang von Ladungsträgern in die QP und deren anschließende Relaxation im QP näher untersucht. Dabei wurde die Umgehung der unterdrückten Relaxation von Exzitonen im QP festgestellt. Die aus der Literatur bekannte starke Kopplung von Ladungsträgern und LO-Phononen [Ham99] wurde als physikalische Grundlage für die schnelle Relaxation der Ladungsträger benannt.

Das Sättigungsverhalten von QP wurde in 2-Strahl-Experimenten untersucht. Dabei wurde die Korrelation von Energierelaxation und Sättigungsverhalten gezeigt. Ein über die Lebensdauer der Zustände hinausgehender Einfluß der Form der QP wurde nicht gefunden.

Zusätzlich wurden von der Form der QP unabhängige kohärente Phänomene nachgewiesen, die auf einer Zeitskala von  $< 30$  ps ablaufen.

Durch den Vergleich der Anregung in einen virtuellen und einen realen Zustand wurden phasenerstörende Prozesse als Ursache der kohärenten Effekte ausgeschlossen. In Übereinstimmung mit der Literatur [Bor01c] weisen die Experimente auf eine Relaxationszeit  $T_2$  der Phase hin, die durch die Energierelaxation limitiert ist. Die reine Phasenverlustzeit  $T_2'$  ist groß im Vergleich zur Energierelaxationszeit  $T_1$ .

Als Arbeitshypothese für weiterführende Experimente wurde eine Wechselwirkung von elektronischen und photonischen Effekten in selbstorganisierten In(Ga)As/GaAs QP motiviert.

## 8 Literatur

- [Adl96] F. Adler, M. Geiger, A. Bauknecht, F. Scholz, H. Schweizer, M. H. Pilkuhn, B. Ohnesorge, A. Forchel, *Journal of Applied Physics* **80**, 4019 (1996)
- [Adl98] F. Adler, M. Geiger, A. Bauknecht, D. Haase, P. Ernst, A. Dörnen, F. Scholz, H. Schweizer, *Journal of Applied Physics* **83**, 1631 (1998)
- [All00] G. Allan, Y. M. Niquet, C. Delerue, *Applied Physics Letters* **77**, 639 (2000)
- [Ara82] Y. Arakawa, H. Sakaki, *Applied Physics Letters* **40**, 939 (1982)
- [Asr96] L. V. Asryan, R. A. Suris, *Semiconductor Science and Technology* **11**, 554 (1996)
- [Ban99] U. Banin, Y. W. Cao, D. Katz, O. Millo, *Nature* **400**, 542 (1999)
- [Bar97] A. L. Barabási, *Applied Physics Letters* **70**, 1565 (1997)
- [Bau00] J. J. Baumberg, P. G. Savvidis, R. M. Stevenson, A. I. Tartakovskii, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, J. S. Roberts, *Physical Review B* **62**, 16247 (2000)
- [Bay95] M. Bayer, A. Schmidt, A. Forchel, F. Faller, T. L. Reinecke, P. A. Knipp, A. A. Dremin, V. D. Kulakovskii, *Physical Review Letters* **74**, 3439 (1995)
- [Bec01] C. Becher, A. Kiraz, P. Michler, A. Imamoglu, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, L. Zhang, E. Hu, *Physical Review B* **63**, 121312 (2001)
- [Ben91] H. Benisty, C. M. Sotomayor-Torres, C. Weisbuch, *Physical Review B* **44**, 10945 (1991)
- [Bim98] D. Bimberg, V. A. Shchukin, N. N. Ledentsov, A. Krost, F. Heinrichsdorff, *Applied Surface Science* **130-132**, 713 (1998)
- [Bim99] D. Bimberg, M. Grundmann, N. N. Ledentsov, *Quantum Dot Heterostructures*, Wiley & Sons, New York (1999)
- [Bir00] D. Birkedal, J. Bloch, J. Shah, L. N. Pfeiffer, K. West, *Applied Physics Letters* **77**, 2201 (2000)
- [Boc96] U. Bockelmann, Ph. Roussignol, A. Filoramo, W. Heller, G. Abstreiter, K. Brunner, G. Böhm, G. Weimann, *Physical Review Letters* **76**, 3622 (1996)
- [Bog01] T. F. Boggess, L. Zhang, D. G. Deppe, D. L. Huffaker, C. Cao, *Applied Physics Letters* **78**, 276 (2001)
- [Bor99] H. Born, A. R. Goñi, R. Heitz, A. Hoffmann, C. Thomsen, F. Heinrichsdorff, D. Bimberg, *Physica Status Solidi b* **215**, 313 (1999)

- [Bor99b] P. Borri, W. Langbein, J. Mørk, J. M. Hvam, F. Heinrichsdorff, M.-H. Mao, D. Bimberg, *Physical Review B* **60**, 7784 (1999)
- [Bor01] H. Born, R. Heitz, A. Hoffmann, F. Guffarth, D. Bimberg, *Physica Status Solidi b* **224**, 487 (2001)
- [Bor01b] H. Born, L. Müller-Kirsch, R. Heitz, A. Hoffmann, D. Bimberg, *Physica Status Solidi b* **228**, 4 (2001)
- [Bor01c] P. Borri, W. Langbein, S. Schneider, U. Woggon, R. L. Sellin, D. Ouyang, D. Bimberg, *Physical Review Letters* **87**, 157401 (2001)
- [Bor02] H. Born, R. Heitz, A. Hoffmann, D. Bimberg, *Physica E* **13**, 233 (2002)
- [Bot98] D. J. Bottomley, *Applied Physics Letters* **72**, 783 (1998)
- [Buc99] P. D. Buckle, P. Dawson, S. A. Hall, X. Chen, M. J. Steer, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, M. Hopkinson, *Journal of Applied Physics* **86**, 2555 (1999)
- [Bud97] J. D. Budai, C. W. White, S. P. Withrow, M. F. Chisholm, J. Zhu, R. A. Zuhr, *Nature* **390**, 384 (1997)
- [Chu99] L. Chu, M. Arzberger, G. Böhm, G. Abstreiter, *Journal of Applied Physics* **85**, 2355 (1999)
- [Chu99b] L. Chu, M. Arzberger, A. Zrenner, G. Böhm, G. Abstreiter, *Applied Physics Letters* **75**, 2247 (1999)
- [Col97] M. Colocci, F. Bogani, L. Carraresi, R. Mattolini, A. Bosacchi, S. Franchi, P. Frigeri, M. Rosa-Clot, S. Taddei, *Applied Physics Letters* **70**, 3140 (1997)
- [Col99] M. Colocci, A. Vinattieri, L. Lippi, F. Bogani, M. Rosa-Clot, S. Taddei, A. Bosacchi, S. Franchi, P. Frigeri, *Applied Physics Letters* **74**, 564 (1999)
- [Dar97] I. Daruka, A. L. Barabási, *Physical Review Letters* **79**, 3908 (1997)
- [Dek01] E. Dekel, D. V. Regelman, D. Gershoni, E. Ehrenfreund, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, *Solid State Communications* **117**, 395 (2001)
- [Dwo03] M. Dworzak, persönliche Mitteilung
- [Eck98] L. Eckey, *Exzitonen in Galliumnitrid*, Wissenschaft und Technik Verlag, Berlin (1998)
- [Efr95] Al. L. Efros, V. A. Kharchenko, M. Rosen, *Solid State Communications* **93**, 281 (1995)
- [Efr96] Al. L. Efros, M. Rosen, M. Kuno, M. Nirmal, M. Bawendi, *Physical Review B* **54**, 4843 (1996)
- [Eis99] H. Eisele, O. Flebbe, T. Kalka, C. Preinesberger, F. Heinrichsdorff, A. Krost, D. Bimberg, M. Dähne-Prietsch, *Applied Physics Letters* **75**, 106 (1999)



- [Faf99] S. Fafard, Z. R. Wasilewski, C. Ni. Allen, D. Picard, M. Spanner, J. P. McCaffrey, P. G. Piva, *Physical Review B* **59**, 15368 (1999)
- [Fio00] A. Fiore, P. Borri, W. Langbein, J. M. Hvam, U. Oesterle, R. Houdré, R. P. Stanley, M. Ilegems, *Applied Physics Letters* **76**, 3430 (2000)
- [Fio01] A. Fiore, U. Oesterle, R. P. Stanley, R. Houdré, F. Lelarge, M. Ilegems, P. Borri, W. Langbein, D. Birkedal, J. M. Hvam, M. Cantoni, F. Bobard, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **37**, 1050 (2001)
- [Fre31] J. Frenkel, *Physical Review* **37**, 17 (1931)
- [Fre31b] J. Frenkel, *Physical Review* **37**, 1276 (1931)
- [Fre97] S. Fréchengues, V. Drouot, B. Lambert, D. Lemoine, S. Loualiche, A. Le Corre, H. L'Haridon, *Applied Physics Letters* **71**, 2818 (1997)
- [Gar97] J. M. Garcia, G. Medeiros-Ribeiro, K. Schmidt, T. Ngo, J. L. Feng, A. Lorke, J. Kotthaus, P. M. Petroff, *Applied Physics Letters* **71**, 2014 (1997)
- [Gar98] J. M. Garcia, T. Mankad, P. O. Holtz, P.J. Wellmann, P. M. Petroff, *Applied Physics Letters* **72**, 3172 (1998)
- [Gar99] A. García-Cristóbal, A. W. Minnaert, V. M. Fomin, J. T. Devreese, A. Yu. Silov, J. E. M. Haverkort, J. H. Wolter, *Physica Status Solidi b* **215**, 331 (1999)
- [Gay01] B. Gayral, J.-M. Gérard, B. Sermage, A. Lemaître, C. Dupuis, *Applied Physics Letters* **78**, 2929 (2001)
- [Gio01] M. De Giorgi, C. Lingk, G. von Plessen, J. Feldmann, S. De Rinaldis, A. Passaseo, M. De Vittorio, R. Cingolani, M. Lomascolo, *Applied Physics Letters* **79**, 3968 (2001)
- [Gon00] A. R. Goñi, H. Born, R. Heitz, A. Hoffmann, C. Thomsen, F. Heinrichsdorff, D. Bimberg, *Japanese Journal of Applied Physics part 1* **39**, 3907 (2000)
- [Got97] H. Gotoh, H. Ando, T. Takagahara, *Journal of Applied Physics* **81**, 1785 (1997)
- [Gru95] M. Grundmann, J. Christen, N. N. Ledentsov, J. Böhrer, D. Bimberg, S. S. Ruvimov, P. Werner, U. Richter, U. Gösele, J. Heydenreich, V. M. Ustinov, A. Yu. Egorov, A. E. Zhukov, P. S. Kpo'ev, Zh. I. Alferov, *Physical Review Letters* **74**, 4043 (1995)
- [Gru95b] M. Grundmann, O. Stier, D. Bimberg, *Physical Review B* **52**, 11969 (1995)
- [Ham99] S. Hameau, Y. Guldner, O. Verzelen, R. Ferreira, G. Bastard, J. Zeman, A. Lemaître, J. M. Gerard, *Physical Review Letters* **83**, 4152 (1999)

- [Hei92] R. Heitz, C. Fricke, A. Hoffmann, I. Broser, *Materials Science Forum* **83-87**, 1241 (1992)
- [Hei92b] R. Heitz, Dissertation, TU-Berlin (1992)
- [Hei96] R. Heitz, M. Grundmann, N. N. Ledentsov, L. Eckey, M. Veit, D. Bimberg, V. M. Ustinov, A. Yu. Egorov, A. E. Zhukov, P. S. Kop'ev, Zh. I. Alferov, *Applied Physics Letters* **68**, 361 (1996)
- [Hei96b] F. Heinrichsdorff, A. Krost, M. Grundmann, D. Bimberg, A. Kosogov, P. Werner, *Applied Physics Letters* **68**, 3284 (1996)
- [Hei97] R. Heitz, M. Veit, N. N. Ledentsov, A. Hoffmann, D. Bimberg, V. M. Ustinov, P. S. Kop'ev, Zh. I. Alferov, *Physical Review B* **56**, 10435 (1997)
- [Hei98] F. Heinrichsdorff, M. Grundmann, O. Stier, A. Krost, D. Bimberg, *Journal of Crystal Growth* **195**, 540 (1998)
- [Hei99] R. Heitz, I. Mukhametzhanov, O. Stier, A. Madhukar, D. Bimberg, *Physical Review Letters* **83**, 4654 (1999)
- [Hei99b] R. Heitz, I. Mukhametzhanov, H. Born, M. Grundmann, A. Hoffmann, A. Madhukar, D. Bimberg, *Physica B* **272**, 8 (1999)
- [Hei00] R. Heitz, H. Born, A. Hoffmann, D. Bimberg, I. Mukhametzhanov, A. Madhukar, *Applied Physics Letters* **77**, 3746 (2000)
- [Hei00b] R. Heitz, H. Born, T. Lüttgert, A. Hoffmann, D. Bimberg, *Physica Status Solidi b* **221**, 65 (2000)
- [Hei00c] R. Heitz, H. Born, A. Hoffmann, F. Guffarth, D. Bimberg, *Proceedings of the 25th International Conference on the Physics of Semiconductors, Osaka 2000*
- [Hei01] R. Heitz, H. Born, F. Guffarth, O. Stier, A. Schliwa, A. Hoffmann, D. Bimberg, *Physical Review B* **64**, 241305 (2001)
- [Hei02] R. Heitz, H. Born, F. Guffarth, O. Stier, A. Schliwa, A. Hoffmann, D. Bimberg, *Physica Status Solidi a* **190**, 499 (2002)
- [Hel98] W. Heller, U. Bockelmann, G. Abstreiter, *Physical Review B* **57**, 6270 (1998)
- [Hen70] C. H. Henry, K. Nassau, *Physical Review B* **1**, 1628 (1970)
- [Hof02] A. Hoffmann, R. Heitz, A. Kaschner, T. Lüttgert, H. Born, A. Y. Egorov, H. Riechert, *Materials Science and Engineering B* **93**, 55 (2002)
- [Ino92] T. Inoshita, H. Sakaki, *Physical Review B* **46**, 7260 (1992)
- [Its99] I. E. Itskevich, M. S. Skolnick, D. J. Mowbray, I. A. Trojan, S. G. Lyapin, L. R. Wilson, M. J. Steer, M. Hopkinson, L. Eaves, P. C. Main, *Physical Review B* **60**, 2185 (1999)

- [Jon97] L. Jönsson, M. M. Steiner, J. W. Wilkins, *Applied Physics Letters* **70**, 1140 (1997)
- [Kam97] K. Kamath, N. Chervela, K. K. Linder, T. Sosnowski, H-T. Jiang, T. Norris, J. Singh, P. Bhattacharya, *Applied Physics Letters* **71**, 927 (1997)
- [Kas01] A. Kaschner, T. Lüttgert, H. Born, A. Hoffmann, A. Yu. Egorov, H. Riechert, *Applied Physics Letters* **78**, 1391 (2001)
- [Kos96] A. O. Kosogov, P. Werner, U. Gösele, N. N. Ledentsov, D. Bimberg, V. M. Ustinov, A. Yu. Egorov, A. E. Zhukov, P. S. Kop'ev, N. A. Bert, Zh. I. Alferov, *Applied Physics Letters* **69**, 3072 (1996)
- [Kre99] I. L. Krestnikov, M. Straßburg, M. Caesar, A. Hoffmann, U. W. Pohl, D. Bimberg, N. N. Ledentsov, P. S. Kop'ev, Zh. I. Alferov, D. Litvinov, A. Rosenauer, D. Gerthsen, *Physical Review B* **60**, 8695 (1999)
- [Kre00] I. L. Krestnikov, N. N. Ledentsov, H. Born, T. Lüttgert, R. Heitz, A. Hoffmann, D. Bimberg, A. F. Tsatsul'nikov, B. V. Volovik, M. V. Maximov, Yu. G. Musikhin, A.R. Kovsh, N.A. Maleev, A.E. Zhukov, V. M. Ustinov, Zh. I. Alferov, *Proceedings of the 25th International Conference on the Physics of Semiconductors, Osaka 2000*
- [Kre03] I. Krestnikov, persönliche Mitteilung
- [Kud91] G. Kudlek, A. Hoffmann, R. Heitz, C. Fricke, J. Gutowski, G. F. Neumark, R. N. Bhargava, *Journal of Luminescence* **48&49**, 138 (1991)
- [Kut00] V. Kutzer, *Energierelaxationsprozesse in dotierten ZnSe-Halbleiterstrukturen*, Wissenschaft und Technik Verlag, Berlin (2000)
- [Lag02] P. G. Lagoudakis, P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, D. M. Whittaker, P. R. Eastham, M. S. Skolnick, J. S. Roberts, *Physical Review B* **65**, 161310 (2002)
- [Lan82] Landolt-Börnstein New Series Vol.III/17a Semiconductors, *Physics of Group IV Elements and III-V Compounds*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York (1982)
- [Lan00] S. Lan, K. Akahane, H-Z. Song, Y. Okada, M. Kawabe, T. Nishimura, O. Wada, *Physical Review B* **61**, 16847 (2000)
- [Led95] N. N. Ledentsov, M. Grundmann, N. Kirstaedter, J. Christen, R. Heitz, J. Bohrer, F. Heinrichsdorff, D. Bimberg, S. S. Ruvimov, P. Werner, U. Richter, U. Gosele, J. Heidenreich, V. M. Ustinov, A. Yu. Egorov,

- M. V. Maximov, P. S. Kpo'ev, Zh. I. Alferov, Proceedings of the 22nd International Conference on the Physics of Semiconductors, Vancouver 1994
- [Led95b] N. N. Ledentsov, J. Böhrer, M. Beer, F. Heinrichsdorff, M. Grundmann, D. Bimberg, S. V. Ivanov, B. Ya. Meltser, S. V. Shaposhnikov, I. N. Yassievich, N. N. Faleev, P. S. Kop'ev, Zh. I. Alferov, *Physical Review B* **52**, 14058 (1995)
- [Lee97] J. I. Lee, H. G. Lee, E. Shin, S. Yu, D. Kim, G. Ihm, *Applied Physics Letters* **70**, 2885 (1997)
- [Lee98] J.-S. Lee, H.-W. Ren, S. Sugou, Y. Masumoto, *Journal of Applied Physics* **84**, 6686 (1998)
- [Leo96] R. Leon, Y. Kim, C. Jagadish, M. Gal, J. Zou, D. J. H. Cockayne, *Applied Physics Letters* **69**, 1888 (1996)
- [Leo99] R. Leon, S. Marcinkevicius, X. Z. Liao, J. Zou, D. J. H. Cockayne, S. Fafard, *Physical Review B* **60**, 517 (1999)
- [Li99] X.-Q. Li, H. Nakayama, Y. Arakawa, *Japanese Journal of Applied Physics* part 1 **38**, 473 (1999)
- [Lia98] G. D. Lian, J. Yuan, L. M. Brown, G. H. Kim, D. A. Ritchie, *Applied Physics Letters* **73**, 49 (1998)
- [Lom99] M. Lomascolo, R. Cingolani, P. O. Vaccaro, K. Fujita, *Applied Physics Letters* **74**, 676 (1999)
- [Lum96] B. Lummer, *Phasenrelaxation gebundener Exzitonen in II-VI-Halbleitern*, Wissenschaft und Technik Verlag, Berlin (1996)
- [Mad00] A. Madhukar, unveröffentlichtes Bild aus privater Mitteilung
- [Mak00] S. A. Maksimenko, G. Ya. Slepian, N. N. Ledentsov, V. P. Kalosha, A. Hoffmann, D. Bimberg, *Semiconductor Science and Technology* **15**, 491 (2000)
- [Mar94] J.-Y. Marzin, J.-M. Gérard, A. Izraël, D. Barrier, G. Bastard, *Physical Review Letters* **73**, 716 (1994)
- [Mar99] S. Marcinkevicius, R. Leon, *Physica B* **272**, 36 (1999)
- [Mue01] L. Müller-Kirsch, R. Heitz, U. W. Pohl, D. Bimberg, I. Häusler, H. Kirmse, W. Neumann, *Applied Physics Letters* **79**, 1027 (2001)
- [Mue01b] L. Müller-Kirsch, R. Heitz, A. Schliwa, O. Stier, D. Bimberg, H. Kirmse, W. Neumann, *Applied Physics Letters* **78**, 1418 (2001)

- [Muk96] K. Mukai, N. Ohtsuka, H. Shoji, M. Sugawara, *Applied Physics Letters* **68**, 3013 (1996)
- [Muk97] K. Mukai, N. Ohtsuka, M. Sugawara, *Applied Physics Letters* **70**, 2416 (1997)
- [Muk98] I. Mukhametzhanov, R. Heitz, J. Zeng, P. Chen, A. Madhukar, *Applied Physics Letters* **73**, 1841 (1998)
- [Muk98b] K. Mukai, M. Sugawara, *Japanese Journal of Applied Physics part1* **37**, 5451 (1998)
- [Net01] M. C. Netti, A. Harris, J. J. Baumberg, D. M. Whittaker, M. B. D. Charlton, M. E. Zoorob, G. J. Parker, *Physical Review Letters* **86**, 1526 (2001)
- [Nom94] S. Nomura, Y. Segawa, T. Kobayashi, *Physical Review B* **49**, 13571 (1994)
- [Nor98] S. M. North, P. R. Briddon, M. A. Cusack, M. Jaros, *Physical Review B* **58**, 12601 (1998)
- [Ohn96] B. Ohnesorge, M. Albrecht, J. Oshinowo, A. Forchel, Y. Arakawa, *Physical Review B* **54**, 11532 (1996)
- [Pai00] M. Paillard, X. Marie, E. Vanelle, T. Amand, V. K. Kalevich, A. R. Kovsh, A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, *Applied Physics Letters* **76**, 76 (2000)
- [Ram99] P. Ramvall, S. Tanaka, S. Nomura, P. Riblet, Y. Aoyagi, *Applied Physics Letters* **75**, 1935 (1999)
- [Ras75] E. I. Rashba, *Soviet Physics - Semiconductors* **8**, 807 (1975)
- [Ray96] S. Raymond, S. Fafard, P. J. Poole, A. Wojs, P. Hawrylack, S. Charbonneau, D. Leonard, R. Leon, P. M. Petroff, J. L. Merz, *Physical Review B* **54**, 11548 (1996)
- [Rin96] R. Rinaldi, P. V. Giugno, R. Cingolani, H. Lipsanen, M. Sopanen, J. Tullki, J. Ahopelto, *Physical Review Letters* **77**, 342 (1996)
- [Ros82] M. Rosenzweig, Dissertation, TU-Berlin (1982)
- [Sai99] H. Saito, K. Nishi, S. Sugou, *Applied Physics Letters* **74**, 1224 (1999)
- [San97] J. H. H. Sandmann, S. Grosse, G. von Plessen, J. Feldmann, G. Hayes, R. Phillips, H. Lipsanen, M. Sopanen, J. Ahopelto, *Physica Status Solidi b* **204**, 251 (1997)
- [Sau98] S. Sauvage, P. Boucaud, F. Glotin, R. Prazeres, J.-M. Gérard, V. Thierry-Flieg, *Applied Physics Letters* **73**, 3818 (1998)
- [Sch00] D. Schikora, S. Schwedhelm, D. J. As, K. Lischka, D. Litvinov, A. Rosenauer, D. Gerthsen, M. Straßburg, A. Hoffmann, D. Bimberg, *Applied Physics Letters* **76**, 418 (2000)

- [Sch01] A. Schliwa, persönliche Mitteilung
- [Sch02] A. Schliwa, persönliche Mitteilung
- [Sch97] K. H. Schmidt, G. Medeiros-Ribeiro, J. Garcia, P. M. Petroff, *Applied Physics Letters* **70**, 1727 (1997)
- [Shc95] V. A. Shchukin, N. N. Ledentsov, P. S. Kop'ev, D. Bimberg, *Physical Review Letters* **75**, 2968 (1995)
- [Sin98] C. Single, F. Zhou, H. Heidemeyer, F. E. Prins, D. P. Kern, E. Plies, *Journal of Vacuum Science and Technology B* **16**, 3938 (1998)
- [Sob01] N. A. Sobolev, A. Cavaco, M. C. Carmo, H. Born, M. Grundmann, F. Heinrichsdorff, R. Heitz, A. Hoffmann, D. Bimberg, in *Physics, Chemistry and Application of Nanostructures*, edited by V. E. Borisenko, S. V. Gaponenko, and V. S. Gurin, p. 146 World Scientific, Singapore (2001)
- [Sop00] M. Sopanen, H. P. Xin, C. W. Tu, *Applied Physics Letters* **76**, 994 (2000)
- [Sti99] O. Stier, M. Grundmann, D. Bimberg, *Physical Review B* **59**, 5688 (1999)
- [Sti01] O. Stier, *Electronic and Optical Properties of Quantum Dots and Wires*, Wissenschaft und Technik Verlag, Berlin (2001)
- [Str02] M. Strassburg, M. Dworzak, H. Born, R. Heitz, A. Hoffmann, M. Bartels, K. Lischka, D. Schikora, J. Christen, *Applied Physics Letters* **80**, 473 (2002)
- [Sug95] M. Sugawara, *Physical Review B* **51**, 10743 (1995)
- [Sun96] C.-K. Sun, G. Wang, J. E. Bowers, B. Brar, H.-R. Blank, H. Kroemer, M. H. Pilkuhn, *Applied Physics Letters* **68**, 1543 (1996)
- [Tar00] A. I. Tartakovskii, M. Emam-Ismael, R. M. Stevenson, M.S. Skolnick, V. N. Astratov, D. M. Whittaker, J. J. Baumberg, J. S. Roberts, *Physical Review B* **62**, 2283 (2000)
- [Tho01] R. M. Thompson, R. M. Stevenson, A. J. Shields, I. Farrer, C. J. Lobo, D. A. Ritchie, M. L. Leadbeater, M. Pepper, *Physical Review B* **64**, 201302 (2001)
- [Tue00] V. Türck, S. Rodt, O. Stier, R. Heitz, R. Engelhardt, U. W. Pohl, D. Bimberg, R. Steingrüber, *Physical Review B* **61**, 9944 (2000)
- [Ulr95] C. Ulrich, S. Ves, A. R. Goñi, A. Kurtenbach, K. Syassen, K. Eberl, *Physical Review B* **52**, 12212 (1995)
- [Usk97] A. V. Uskov, F. Adler, H. Schweizer, M. H. Pilkuhn, *Journal of Applied Physics* **81**, 7895 (1997)

- [Usk98] A. V. Uskov, J. McInerney, F. Adler, H. Schweizer, M. H. Pilkuhn, *Applied Physics Letters* **72**, 58 (1998)
- [Ver00] O. Verzelen, R. Ferreira, G. Bastard, *Physical Review B* **62**, 4809 (2000)
- [Wan37] G. H. Wannier, *Physical Review* **52**, 191 (1937)
- [Wan93] P. D. Wang, C. M. Sotomayor-Torres, *Journal of Applied Physics* **74**, 5047 (1993)
- [Wan94] G. Wang, S. Farfard, D. Leonard, J. E. Bowers, J. L. Merz, P.M. Petroff, *Applied Physics Letters* **64**, 2815 (1994)
- [Wan98] A. Wankerl, A. T. Schremer, J. R. Shealy, *Applied Physics Letters* **72**, 3332 (1998)
- [Wan99] L. W. Wang, J. Kim, A. Zunger, *Physical Review B* **59**, 5678 (1999)
- [Wan00] L. W. Wang, A. J. Williamson, A. Zunger, H. Jiang, J. Singh, *Applied Physics Letters* **76**, 339 (2000)
- [Wei68] H.-J. Weissbach, G. Weissenborn, *Siemens Review* **35**, 426 (1968)
- [Wer99] P. Werner, N. Zhakarov, unveröffentlichtes Bild aus privater Mitteilung
- [Wil00] A. J. Williamson, L. W. Wang, A. Zunger, *Physical Review B* **62**, 12963 (2000)
- [Xin99] L. Xin-Qi, H. Nakayama, Y. Arakawa, *Physical Review B* **59**, 5069 (1999)
- [Yan97] W. Yang, R. R. Lowe-Webb, H. Lee, P. C. Sercel, *Physical Review B* **56**, 13314 (1997)
- [Yos01] T. Yoshie, A. Scherer, H. Chen, D. Huffaker, D. Deppe, *Applied Physics Letters* **79**, 114 (2001)
- [Yu96] R. Y. Yu, M. Cardona, *Fundamentals of Semiconductors*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (1996)
- [Yu96b] H. Yu, S. Lycett, C. Roberts, R. Murray, *Applied Physics Letters* **69**, 4087 (1996)
- [Yua99] Z. L. Yuan, E. R. A. D. Foo, J. F. Ryan, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, M. Hopkinson, *Physica B* **272**, 12 (1999)
- [Zha95] Y. Zhang, M. D. Sturge, K. Kash, B. P. van der Gaag, A. S. Gozdz, L. T. Florez, J. P. Harbison, *Physical Review B* **51**, 13303 (1995)
- [Zha01] L. Zhang, T. F. Boggess, K. Gundogdu, M. E. Flatté, D. G. Deppe, C. Cao, O. B. Shchekin, *Applied Physics Letters* **79**, 3320 (2001)
- [Zou99] Z. Zou, D. L. Huffaker, S. Csutak, D. G. Deppe, *Applied Physics Letters* **75**, 22 (1999)

- [Zwi01] V. Zwiller, H. Blom, P. Jonsson, N. Panev, S. Jeppesen, T. Tsegaye, E. Goobar, M.-E. Pistol, L. Samuelson, G. Björk, Applied Physics Letters **78**, 2476 (2001)



An dieser Stelle möchte ich allen die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere auch denen, die nicht namentlich genannt sind, danken.

In erster Linie gilt mein Dank Herrn Privatdozent Dr. A. Hoffmann, der mir die Arbeit an dieser spannenden Thematik ermöglicht hat, immer sein Interesse an allen Fortschritten zeigte und stets neue Denkansätze und Experimente vorschlug. Seine ununterbrochene Gesprächsbereitschaft und stetige Ermunterung haben mich besonders in physikalisch und experimentell schwierigen Situationen gefordert und gefördert.

Herrn Prof. Dr. I. Broser danke ich für die nahezu unerschöpflichen Hinweise auf bekannte Ergebnisse früherer Arbeiten, sein Interesse am Themengebiet und die Forderung, in den Diskussionen exakt die Vorstellungen und das aktuelle Verständnis zu formulieren. Dadurch wurden Fragestellungen aufgeworfen, die in neuen Experimenten mündeten.

Herrn Prof. Dr. D. Bimberg danke ich für die exzellente Zusammenarbeit mit den Mitgliedern seiner Arbeitsgruppe, für die Möglichkeit der passiven und aktiven Teilnahme an den Gruppenseminaren und die Bereitschaft kurzfristig ein Gutachten zu übernehmen. Seine Funktion als Sprecher des Sonderforschungsbereiches 296 nutzte er stets, um die Zusammenarbeit der Gruppen erfolgreich zu gestalten.

Bei Herrn Prof. Dr. E. Sedlmayr möchte ich mich für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes bedanken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Privatdozent Dr. R. Heitz für die unzähligen Diskussionen über physikalische Ansätze zum Verständnis der beobachteten Phänomene, seine Hinweise auf verwandte Problemstellungen und die zahlreichen Nachfragen, die mein Verständnis erweiterten und dabei stets das Ziel im Auge behielten.

Herrn Prof. Dr. C. Thomsen und Herrn Privatdozent Dr. A. R. Goñi danke ich für ihr stetes Interesse am Fortschritt der Arbeit und die ergebnisorientierte Unterstützung speziell bei der Auswertung der Magnetfeldmessungen.

Herrn Dipl. Phys. M. Dworzak, Frau Dipl. Phys. U. Haboeck, Herrn Dipl. Phys. G. Kaczmarczek, Herrn Dr. A. Kaschner, Herrn Dr. I. Krestnikov, Herrn Dr. V. Kutzer, Herrn Dr. M. Straßburg, und danke ich für die gute und erfolgreiche Zusammenarbeit, die Diskussionen zu den verschiedensten physikalischen Problemstellungen und die ausgezeichnete Zusammenarbeit im Labor.

Für die zumindest zweitbeste Theorie, die unzähligen Erläuterungen und Diskussionen und die Berechnung von QP mit Parametern, die den der untersuchten Proben sehr nahe kommen, danke ich Herrn Dr. O. Stier und Herrn Dipl. Phys. A. Schliwa. Diese Gespräche hatten

wesentlichen Anteil an der Entwicklung meines Verständnisses niederdimensionaler Strukturen.

Herrn Dipl. Phys. F. Guffarth sei an dieser Stelle für die unzähligen PLE-Messungen gedankt, ohne die eine Identifikation der erfolgversprechenden Proben zumindest sehr viel schwieriger gewesen wäre. Nur im Zusammenspiel mit diesen Messungen konnte ein so umfangreiches Verständnis, wie das vorab aufgezeigte, entwickelt werden.

Ohne die große Anzahl der zur Verfügung stehenden Proben wäre die Erstellung der Arbeit in der vorliegenden Form nicht möglich gewesen. Daher möchte ich allen daran Beteiligten danken. Insbesondere gilt mein Dank der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. D. Bimberg, namentlich Herrn Dr. F. Heinrichsdorff, Herrn Dr. R. Sellin und Herrn Dr. L. Müller-Kirsch für die MOCVD Proben verschiedenster Ausführung sowie für ihre Geduld bei der Erläuterung der Wachstumsparameter und der daraus abgeleiteten Erwartungen an die Struktur der Proben.

Der Gruppe von Herrn Prof. A. Madhukar von der University of Southern California, namentlich Herrn I. Mukhametzhanov, möchte ich für die pyramidalen Quantenpunkte danken, die den Zugang zur Analyse des Zusammenhangs von Form und Dynamik erst experimentell möglich gemacht haben.

Herrn Prof. Dr. V. M. Ustinov vom Ioffe Institut und seiner Gruppe, namentlich Herrn Dr. A. R. Kovsh, Herrn Dr. N. A. Maleev und Herrn Dr. A. E. Zhukov danke ich für die Überlassung der Proben mit variierender QP-Größe.

Stellvertretend für alle, die zur Realisierung der teilweise sehr komplexen Meßaufbauten beigetragen haben, möchte ich an dieser Stelle Herrn W. Kaczmarek, Herrn N. Lindner, Herrn H. Perls, Herrn B. Schöler und Herrn N. Zielinski danken.

Weiterhin möchte ich Herrn Prof. Dr. E. Riedle und Herrn Dr. P. Thurian danken, die mir ihr Wissen um nichtlineare Prozesse und tiefe Störstellen im Rahmen meiner Studienarbeit und meiner Diplomarbeit vermitteln und mit ihrer ständigen Gesprächsbereitschaft wesentliche Grundlagen für die erfolgreiche weitere Arbeit gelegt haben.

Ohne die jahrelange Geduld, Unterstützung und Aufmunterung meiner Eltern und meiner Schwester wäre diese Arbeit nicht entstanden.